

THESES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

P. BACH

Ingénieur Civil des Mines

**1^{ère} THÈSE : DÉFORMATION PAR GLISSEMENT SUR LES PLANS PRISMATIQUES
DE MONOCRISTAUX DE LA SOLUTION SOLIDE MAGNÉSIUM-INDIUM**

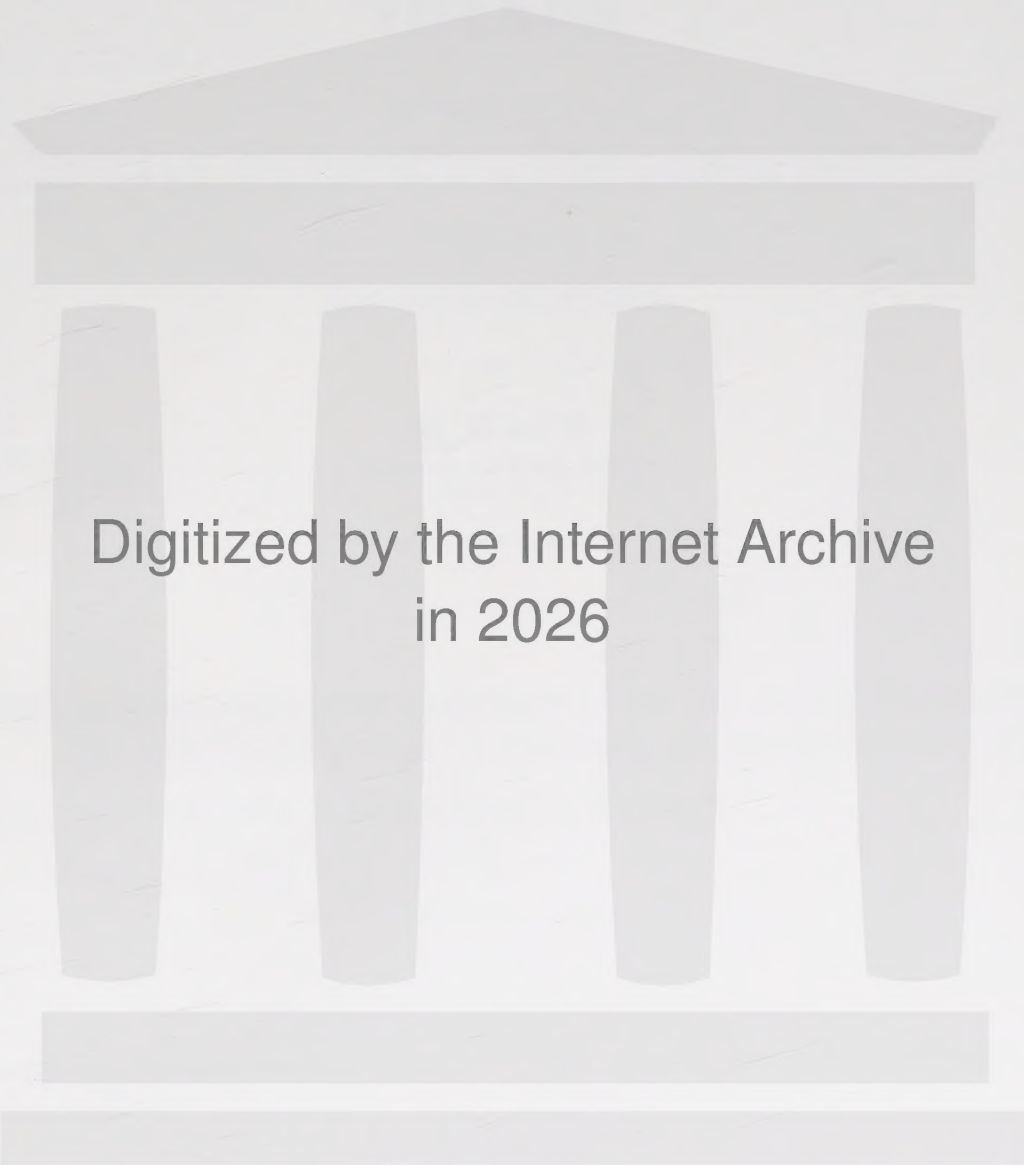
2^{ème} THÈSE : PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ

Soutenues publiquement le 25 Novembre 1969, devant la Commission d'Examen.

Membres du Jury :

Président : **M. DAVOINE**

Examinateurs : **MM. CABANE
CHAMPIER
DEVIOT
DUPOUY**



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551908_0016

ONDART & CLÉMENT
RELIERS
11, Rue Sainte-Anne, 11
Tél. 52.80.09 - NANCY

THESES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

P. BACH

Ingénieur Civil des Mines

**1^{ère} THÈSE : DÉFORMATION PAR GLISSEMENT SUR LES PLANS PRISMATIQUES
DE MONOCRISTAUX DE LA SOLUTION SOLIDE MAGNÉSIUM-INDIUM**

2^{ème} THÈSE : PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ

Soutenues publiquement le 25 Novembre 1969, devant la Commission d'Examen.

Membres du Jury :

Président : **M. DAVOINE**

Examineurs : **MM. CABANE
CHAMPIER
DEVIOT
DUPOUY**

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

P. BACH

Ingénieur Civil des Mines

1^{re} THÈSE : DEFORMATION PAR GLISSEMENT SUR LES PLANS PRISMATIQUES
DE MONOCRYSTAUX DE LA SOLUTION SOLIDE MAGNÉSIUM-INDIUM

2^{me} THÈSE : PROPOSITION D'UN...



Document communiqué par le service de la bibliothèque de l'Université de Nancy

Service de la bibliothèque
Université de Nancy
Secteur Sciences
15000
Nancy

ANNEE SCOLAIRE 1969-1970

Doyen : M. AUBRY

Assesseur : M. GAY

Doyens Honoraires : MM. CORNUBERT - ROUBAULT

Professeurs honoraires : MM. RAYBAUD - LAFFITTE - LERAY - JOLY - LAPORTE - EICHMORN - CAPELLE - GODEMENT - TUBREUIL - L. SCHWARTZ - DIEUDONNE - DE MAL-LEMANN - LONGCHAMON - LETORT - DODE - GAUTHIER - GOUDET - OLMER - CORNUBERT CHAPELLE - GUERIN - WAHL

Maîtres de Conférences honoraires : MM. LIENHART - PIERRET - Mlle MATHIEU

Professeurs

MM. ROUBAULT	Géologie	NEEL	Chimie Organique Indus.
VEILLET	Biologie Animale	GAYET	Physiologie
BARRIOL	Chimie Théorique	HADNI	Physique
BIZETTE	Physique	* BASTICK	Chimie
GUILLIEN	Electronique	DUCHAUFOR	Pédologie
LEGRAS	Mécanique Rationnelle	GARNIER	Agronomie
BOLFA	Minéralogie	BERNARD	Géologie Appliquée
NICLAUSE	Chimie	* CHAMPIER	Physique
FAIVRE	Physique Appliquée	* GAY	Chimie Biologique
AUBRY	Chimie Minérale	STEPHAN	Zoologie
COPPENS	Radiogéologie	* CONDE	Zoologie
DUVAL	Chimie	* WERNER	Botanique
FRUHLING	Physique	EYMARD	Calcul différ. & Intégral
HILLY	Géologie	LEVISALLES	Chimie Organique
LE GOFF	Génie Chimique	FELDEN	Physique
SUHNER	Physique expérim.	* GOSSE	Mécanique Physique
CHAPON	Chimie Biologique	* DAVOINE	Physique (E.N.S.M.I.M.)
HEROLD	Chimie Minérale ind.	HORN	Physique (1er Cycle)
SCHWARTZ B.	Exploitation Minière	* ROCCI	Géologie
* MALAPRADE	Chimie	* Mme LUMER	Mathématiques
MANGENOT	Botanique	DELPUECH	Chimie Physique

N	Chimie Biologique
N	Mécanique Appliquée
N	Analyse Supérieure
N	Méthodes Mathématiques de la Physique
N	Mécanique Rationnelle

(*) Professeur titulaire à titre personnel

Professeurs sans chaire

Mme	BASTICK	Chimie P.C. Epinal	MM.	BALESDENT	Thermodynamique, Chimie
MM.	GUDEFIN	Physique			Appliquée (E.N.S.I.C.)
	VUILLAUME	Psychophysiologie		BLAZY	Minéralogie Appliquée (ENSG)
	FRENTZ	Biologie Animale		JANOT	Physique P.C. Epinal
	MARI	Chimie (I.S.I.N.)		CACHAN	Entomologie Appliquée (E.N.S.A.)
	AUROUZE	Géologie		JACQUIN	Pédologie et Chimie Agricoles
	DEVIOT	Physique du Solide		MAINARD	Physique M.P.
	FLECHON	Physique P.C.		MARTIN	Chimie P.C.
Mlle	HUET	Mathématiques C.B.G.		PAULMIER	Mécanique Expérimentale
MM.	VIGNES	Métallurgie		PROTAS	Minéralogie
	JURAIN	Géologie C.B.G.			

Maîtres de Conférences

MM.	JOZEFOWICZ	Physico-Chimie	MM.	GERL	Physique (E.N.S.E.M.)
	RIVAIL	Chimie Appl. (CUCES)		ROQUES	Chimie Minérale
	VILLERMAUX	Génie Chimique		FERRIER	Mathématiques
	METCHE	Biochimie Appliquée (Brasserie)		GILORMINI	Mécanique (I.S.I.N.)
	PAIR	Mathématiques Appl.		N.....	Mécanique des Fluides (ISIN)
	BAUMANN	Physique 1er Cycle		N.....	Mathématiques
	DURAND	Physique		N.....	Mathématiques P.C.
	GRANGE	Physique (ISIN)		N.....	Mathématiques C.B.G.
	DEPAIX	Prob. & Stat.		N.....	Physiologie Animale
	BAVEREZ	Chimie (ENSIC)		N.....	Mathématiques M.P.
	CHAMBON	Exploit. Minière (Mines)		N.....	Chimie Organique
	HUSSON	Physique (ENSEM)		N.....	Chimie (ENSIC)
	WEISSLINGER	Physique		N.....	Mathématiques

Chargés d'Enseignements

MM. AMARIGLIO - COEURE - DAVRAINVILLE - GIRARDEAU - HILY - MAURIN - NOVERRAZ
OVAERT - RUYER - WEBER

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique du Solide de l'Ecole Nationale Supérieure de la Métallurgie et de l'Industrie des Mines de Nancy, sous la direction de Monsieur le Professeur G. CHAMPIER. Pour son enseignement comme pour ses conseils, ses critiques et son aide, je lui exprime ici ma profonde reconnaissance.

Je remercie Monsieur F. DAVOINE d'avoir accepté de présider ce Jury.

Je remercie également Messieurs CABANE, DUPOUY et DEVIOT de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

J'ai beaucoup apprécié la coopération de Messieurs ESCARAVAGE, PIERCY et de tous les autres membres du Laboratoire de Physique du Solide grâce auxquels cette étude a pu être menée à bien.

SOMMAIRE

1 - DEFORMATION PLASTIQUE PAR GLISSEMENT EN DEHORS DU PLAN DE BASE DES METAUX ET DES ALLIAGES HEXAGONAUX COMPACTS.	1
1.1 - <u>LES DIFFERENTS MODES DE DEFORMATION DES METAUX HEXAGONAUX.</u>	1
1.2 - <u>LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DANS LE MAGNESIUM.</u>	3
1.3 - <u>LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DANS LES PHASES METALLIQUES HEXAGONALES.</u>	4
1.4 - <u>LE GLISSEMENT EN DEHORS DU PLAN DE BASE DANS L'ALLIAGE Mg In.</u>	5
2 - TECHNIQUES EXPERIMENTALES.	8
2.1 - <u>PREPARATION DE L'ALLIAGE.</u>	8
2.2 - <u>PREPARATION DES EPROUVETTES.</u>	8
2.3 - <u>ESSAIS DE TRACTION.</u>	12
3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.	14
3.1 - <u>CONDITIONS A REALISER POUR AVOIR UNE DEFORMATION PLASTIQUE PAR GLISSEMENT PRISMATIQUE UNIQUE.</u>	14
3.2 - <u>ALLURE GENERALE DES COURBES DE DEFORMATION.</u>	15
3.3 - <u>OBSERVATION DES ECHANTILLONS.</u>	16
3.4 - <u>CROCHET DE TRACTION.</u>	17
3.5 - <u>CISSION CRITIQUE POUR LE GLISSEMENT PRISMATIQUE.</u>	18
3.6 - <u>COEFFICIENT DE DURCISSEMENT.</u>	20
3.7 - <u>RUPTURE DES EPROUVETTES.</u>	21
3.8 - <u>INFLUENCE DE LA VITESSE DE DEFORMATION.</u>	22
3.9 - <u>PRECISION DES RESULTATS.</u>	22

4 - DISCUSSION DES RESULTATS.	25
4.1 - <u>MECANISME DE PEIERLS-NABARRO.</u>	26
4.2 - <u>LE GLISSEMENT DEVIE DES DISLOCATIONS DISSOCIEES DANS LE PLAN DE BASE.</u>	27
4.2.1 - <u>Modèle de SCHOEK et SEEGER.</u>	29
4.2.2 - <u>Modèle de FRIEDEL.</u>	30
4.2.3 - <u>Modèle d'ESCAIG.</u>	
4.3 - <u>LA DISSOCIATION DES DISLOCATIONS DANS LE PLAN DE BASE ET DANS LES PLANS PRISMATIQUES.</u>	34
4.3.1 - <u>Modes de dissociation possibles des dislocations de vecteur de Burgers $\vec{b} = a/3 [11\bar{2}0]$.</u>	34
4.3.2 - <u>Modèle de REGNIER.</u>	36
4.3.2.1 - La température est comprise entre 200° et 300° K.	36
4.3.2.2 - La température est supérieure à 300° K.	37
4.4 - <u>LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DU MAGNESIUM-INDIUM.</u>	38
4.4.1 - <u>Mode de dissociation envisagé.</u>	38
4.4.2 - <u>Températures inférieures à 300° K.</u>	39
4.4.3 - <u>Températures supérieures à 300° K.</u>	41
4.4.4 - <u>Stabilité des empilements.</u>	45

CONCLUSION. 46

BIBLIOGRAPHIE.

FIGURES.

PLANCHES

1 - DEFORMATION PLASTIQUE PAR GLISSEMENT EN DEHORS DU PLAN DE BASE DES METAUX ET DES ALLIAGES HEXAGONAUX COMPACTS

1.1 - LES DIFFERENTS MODES DE DEFORMATION DES METAUX HEXAGONAUX.

Le réseau hexagonal compact est constitué d'atomes formant un empilement du type ABAB. La maille primitive contient deux atomes par maille, de coordonnées (000) et $(\frac{2}{3} \frac{1}{3} \frac{1}{2})$. L'empilement est compact dans la mesure où le rapport $\frac{c}{a}$ des distances entre plans à arrangement hexagonal et atomes les plus proches vaut $\sqrt{\frac{8}{3}} = 1,633$. Il varie en fait de 1,57 pour le Beryllium à 1,88 pour le Cadmium. Les dislocations parfaites ont pour vecteurs de Burgers

$$\vec{a} = \frac{1}{3} \langle 11\bar{2}0 \rangle \quad \vec{c} = \langle 0001 \rangle \quad \vec{c} + \vec{a} = \frac{1}{3} \langle 11\bar{2}3 \rangle$$

et les imparfaites

$$\vec{AS} = \frac{1}{6} \langle 02\bar{2}3 \rangle \quad \vec{S\sigma} = \frac{1}{2} \langle 0001 \rangle \quad \vec{A\sigma} = \frac{1}{3} \langle 10\bar{1}0 \rangle$$

Ces vecteurs sont représentés dans le tétraèdre de Thomson (Fig. 1).

L'énergie de ces dislocations est proportionnelle au carré de la longueur de leur vecteur de Burgers. Sous l'effet d'une contrainte, la déformation plastique s'effectue par déplacement des dislocations suivant les plans les plus denses et contenant leur vecteur de Burgers.

Pour les valeurs de c/a supérieures à 1,633, le plan le plus dense de ce réseau est le plan de base (0001). La distance entre deux plans voisins de ce type est donnée par $d_b = \frac{c}{2}$. C'est suivant ces plans que glissent les dislocations lorsque la direction de la force appliquée

n'est ni parallèle ni perpendiculaire au plan de base. C'est le plan de glissement primaire pour le cadmium, le zinc, le cobalt (DORN et MITCHELL, 1965). La direction de glissement est une direction dense $\langle 11\bar{2}0 \rangle$. Pour le magnésium et le beryllium, c'est aussi le mode de glissement primaire, bien que le plan (0001) ne soit plus le plus dense.

En dehors de ce système de déformation, les plans les plus denses sont du type $\{10\bar{1}0\}$. Leur distance est donnée par $d_p = a \frac{\sqrt{3}}{2} = 2,78 \text{ \AA}$ pour le magnésium. En prenant le modèle de sphères dures, on remarque que ces plans, appelés prismatiques, sont rugueux (Fig. 2) : les atomes de coordonnées $\frac{2}{3} \frac{1}{3} \frac{1}{2}$ n'appartiennent pas exactement à ces plans. Les dislocations de ce plan, dont le vecteur de Burgers vaut $\frac{a}{3} \langle 11\bar{2}0 \rangle$, peuvent se décomposer en deux dislocations imparfaites dont le vecteur de Burgers est du type $\frac{a}{18} \langle 24\bar{6}3 \rangle$. (TYSON, 1967) (REGNIER et DUPOUY, 1968) : $\frac{a}{3} [11\bar{2}0] \rightarrow \frac{a}{18} [24\bar{6}3] + \frac{a}{18} [42\bar{6}3]$. On peut s'attendre à une énergie de faute d'empilement très élevée car, d'une part en position métastable des atomes il y a un accroissement notable de la distance entre ces plans, d'autre part la faute d'empilement modifie le nombre de premiers voisins. Le glissement prismatique $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ est le mode de déformation principal du titane et du zirconium (DORN et MITCHELL, 1965). Pour les autres métaux hexagonaux, c'est un mode secondaire, mais qui prend toute son importance lorsque le glissement de base n'est pas sollicité : l'axe de traction est alors perpendiculaire à l'axe $\langle 0001 \rangle$.

Il existe d'autres systèmes de glissement :

- le glissement pyramidal de 1ère espèce $\{10\bar{1}1\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ a été observé dans le zinc au-dessus de 250° C et dans le cadmium au-dessus de 165° C par GILMAN (1961). Il est en général peu important. Pour le titane, ce glissement intervient plus facilement que le glissement basal.
- le glissement pyramidal de 2ème espèce $\{11\bar{2}2\} \langle 11\bar{2}3 \rangle$ est important (DUPOUY et POIRIER, 1967) car, du fait qu'il a une composante hors du plan de base, il confère une anisotropie dans les trois dimensions des métaux dans lesquels il existe. Pour l'observer, il faut en général éliminer les glissements de base et prismatique, c'est-à-dire solliciter le cristal parallèlement à la direction $\langle 0001 \rangle$. Cela entraîne que les 6

systèmes de glissement pyramidal sont également excités. Ainsi pour le zinc il n'y a pas de stade de glissement facile et le taux de durcissement est très élevé (VREELAND, 1962). Pour le cadmium, ce glissement apparaît en compression si on rend impossible le glissement basal et le maclage (STOLOFF et GENSAMER, 1962).

Un autre mode de déformation possible est le maclage. Pour tous les hexagonaux on le rencontre sur les plans $\{10\bar{1}2\}$ dans la direction $\langle 10\bar{1}1 \rangle$. On l'obtient facilement par compression le long de l'axe $[0001]$ des métaux dont le $\frac{c}{a}$ est supérieur à $\sqrt{3}$ (Zn, Cd) et par traction pour les autres (Mg, Zn, Be) (Fig. 3). Ce maclage est unique pour Zn, Cd, Be, Co. C'est le mode principal pour Mg, Ti, Zr. Les modes de maclage secondaires sont $\{11\bar{2}1\}$ $\{11\bar{2}2\}$ $\{11\bar{2}3\}$ pour le Zn (RAPPERPORT, 1955) et pour le Mg (REED HILL et ROBERTSON, 1957 - YOSHINAGA et HORIUCHI, 1963).

1.2 - LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DANS LE MAGNESIUM.

En dehors du glissement de base, le principal mode de glissement pour le magnésium est le glissement prismatique. On l'obtient par une traction dont la direction est perpendiculaire à l'axe $[0001]$.

P. Ward FLYNN, J. MOTE et J.E. DORN (1961) ont constaté qu'en dessous d'une température de 450°K , le maclage $\{10\bar{1}2\}$ apparaît avant le début du glissement et la fracture du type fragile se produit rapidement. Le plan de fracture coïncide avec le plan $\{10\bar{1}2\}$. C'est seulement au-delà de 450°K qu'apparaît, d'une manière importante, le glissement prismatique. Les auteurs concluent, d'après le calcul de l'énergie d'activation, à un mécanisme de glissement dévié (Fig. 4), suivant un modèle proposé par Friedel (1964). Les dislocations du plan de base, dissociées, doivent d'abord se recombinaison afin de pouvoir glisser sur les plans prismatiques. Cette recombinaison est rendue possible à chaud grâce à l'activation thermique, ce qui explique l'apparition du glissement prismatique au-delà de 450°K . Enfin, un calcul de l'énergie de constriction conduit à une valeur de l'ordre de 1,52 eV.

Cette théorie est confirmée par les observations de H. YOSHINAGA et R. HORIUCHI (1964) : les bandes de glissement sont courtes et il y a beaucoup de glissement dévié au-dessus de 350° K. La formation de supercrans expliquerait alors le durcissement.

1.3 - LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DANS LES PHASES METALLIQUES HEXAGONALES.

L'introduction d'un soluté dans un métal hexagonal durcit en général ce métal. L'étude du glissement de base dans les solutions solides hexagonales a fait l'objet de nombreuses recherches. BOCEK, SCHARF, MANEL et ZOUHAR (1965) sur l'alliage MgCd en phase hexagonale, TANAKA, MOTE et DORN (1961) sur la phase intermédiaire δ de l'alliage AgAl ; THORNTON (1963 et 1965) sur la phase hexagonale CuGe ; QUIMBY, MOTE et DORN (1962) sur l'alliage MgLi en phase hexagonale ; SHEELY, LEVINE et NASH (1959) d'une part, ESCARAVAGE (1968) d'autre part, sur la phase hexagonale MgIn.

Peu d'études ont été effectuées sur le glissement prismatique des solutions solides hexagonales. ROSEN, MOTE et DORN (1964) ont étudié les mécanismes qui régissent le glissement prismatique dans la phase hexagonale Ag₂Al à basse température : les auteurs concluent à un mécanisme de Peierls par double décrochement d'après les variations de la contrainte τ^* en fonction de la température et la valeur du volume d'activation $v^* = 20 b^3$. HOWARD, BARMORE, MOTE et DORN (1963) ont proposé pour la déformation à chaud un autre mécanisme de durcissement : l'ordre local serait perturbé par la diffusion au voisinage d'une dislocation. THORNTON (1965) propose d'expliquer le durcissement de la phase hexagonale cuivre-germanium vers 15% at. Ge par un mécanisme de Peierls affecté par la variation rapide du rapport c/a en fonction de la concentration.

En ce qui concerne les alliages de magnésium, KELLEY et HOSFORD (1968) ont constaté que l'introduction de thorium (0,5% en poids) ne modifie pas le glissement prismatique du magnésium pur en compression. Par contre, ce glissement serait favorisé en compression pour l'alliage magnésium-lithium (4% en poids) au détriment du maclage.

AHMADIEH, MITCHELL et DORN (1965) ont fait des expériences de traction sur des alliages magnésium-lithium en phase hexagonale à des concentrations de 7,9-12,9 % atomique de lithium. Ils observent un durcissement par rapport au magnésium pur au dessus de la température ambiante et un adoucissement important à froid. Pour la concentration la plus faible de lithium (7,9 %), le maclage prédomine jusqu'à 200 °K puis le mécanisme de Peierls explique le durcissement jusqu'à 450 °K enfin, au delà de 45 °K, le glissement dévié des segments de dislocations vis du plan de base sur les plans prismatiques est responsable du durcissement, comme pour le magnésium pur. Pour les alliages à plus forte concentration en lithium, le mécanisme de Peierls est valable jusqu'à la température ordinaire, les contraintes étant inférieures toutefois à celles des alliages moins concentrés aux mêmes températures ; entre 300 et 400 °K, la partie athermique de la courbe de la contrainte résolue en fonction de la température suggère un mécanisme d'ordre à courte distance (FISHER, 1954).

D'après SCHWARTZ, MITCHELL et DORN (1967), le fluage prismatique de la phase hexagonale magnésium-lithium à 12 % at. Li serait contrôlé par la montée des dislocations. Les auteurs déduisent cela du bon accord entre la vitesse de déformation expérimentale et celle prévue par cette théorie. Ils obtiennent ainsi une densité de dislocations de $10^9/\text{cm}^2$.

1.4 - LE GLISSEMENT EN DEHORS DU PLAN DE BASE DANS L'ALLIAGE Mg-In

L'objet de la présente étude sera de caractériser le glissement prismatique dans la solution solide d'indium dans le magnésium.

La solution solide de magnésium-indium a une structure hexagonale compacte pour une concentration d'indium variant de 0 à 12,3 % at. à la température ambiante. Les alliages dont il sera question ici ne dépasseront pas 9 % at. In. Le rapport c/a varie de 1,5236 pour le magnésium à 1,6325 pour l'alliage à 11,65 % at. (Von Batchelder et Raeuchle 1957). C'est pour cette dernière concentration que le rapport c/a vaut $\sqrt{6/3}$: la compacité du réseau est alors maximale. Une particularité de cet alliage est que le rayon atomique de l'indium (1,619 Å) est très peu différent de celui du

magnésium (1,605 Å). L'effet de taille des atomes est ici particulièrement faible, bien plus faible que dans le cas de la solution solide magnésium-lithium pour laquelle le rayon atomique du lithium est de 1,560 Å. Une des rares études menées sur l'alliage magnésium-indium porte sur la détermination de l'ordre local par diffraction des rayons X, dans le domaine de phase hexagonale (Kidron et Rudman 1963). Enfin, le durcissement de cette solution solide a été étudié pour les faibles concentrations (moins de 1 % at.) par Sheely, Levine, et Nash (1959).

Puisque le glissement sur le plan de base est le mode de déformation le plus couramment observé par traction sur des monocristaux, il est nécessaire de ne pas du tout l'activer pour étudier les autres systèmes de glissement. On orientera les cristaux de telle sorte que l'axe de traction soit presque perpendiculaire à la direction $[0001]$. Ainsi, le cisaillement sur le plan de base sera nul. On favorisera le glissement prismatique et éventuellement le pyramidal. Pour avoir un glissement prismatique unique en début de traction, il faut rendre maximale la composante de la contrainte dans le plan et dans la direction du glissement prismatique le mieux orienté (fig. 5).

Soient χ_0 l'angle de la direction de traction avec le plan de glissement et λ_0 l'angle de la direction de traction avec la direction de glissement. La cission pour le système de glissement mis en jeu est donnée par :

$$\tau = \frac{F}{s_0} \sin \chi_0 \cos \lambda_0 \text{ avec } \lambda_0 \geq \chi_0$$

F est la force de traction et s_0 la section initiale de l'éprouvette.

La cission est maximale pour $\chi_0 = \lambda_0 = 45^\circ$, le facteur de Schmidt $\sin \chi_0 \cos \lambda_0$ vaut alors 0,5. Pour les deux autres systèmes de glissement, on aurait $\chi_0 = \lambda_0 = 15^\circ$ et $\chi_0 = \lambda_0 = 75^\circ$; leurs facteurs de Schmidt étant égaux tous deux à 0,25, ces deux systèmes secondaires seront sollicités en même temps si la force de traction devient suffisante, c'est à dire pour un glissement principal important. La figure 6 représente sur le triangle standard les courbes de même facteur de Schmidt pour le système de glissement prismatique principal et pour les deux systèmes secondaires.

De petits écarts à cette orientation n'empêcheront pas forcément le glissement prismatique unique de se produire. D'après Rühlicke (1965), l'axe de traction peut être perpendiculaire à l'axe c à plus ou moins 2° près en dessous de la température ambiante pour le magnésium ; au-delà de cet écart, le glissement sur le plan de base se déclenche. L'incertitude sur l'orientation des cristaux devra donc être bien inférieure à 2° .

Si les observations micrographiques des éprouvettes devaient révéler un glissement du type pyramidal $(10\bar{1}1) \langle 11\bar{2}0 \rangle$ par exemple, il aurait alors fallu effectuer des tractions parallèlement à l'axe $\langle 0001 \rangle$: le facteur de Schmidt est nul pour le glissement sur le plan de base et sur les plans prismatiques. Mais dans ce cas, les 6 systèmes de glissement pyramidal sont également sollicités, et on favorise de plus le maclage en traction, puisque le rapport c/a est inférieur à $\sqrt{3}$. On peut noter que quand la concentration en indium augmente, le rapport c/a croît et le maclage doit devenir de plus en plus difficile à réaliser.

2 - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

2.1 - PREPARATION DE L'ALLIAGE.

La phase hexagonale de magnésium-indium est élaborée à partir d'un magnésium fourni par KOCHLIGHT Laboratory Ltd, de pureté 99,99% et d'indium fourni par THOUSARD et MATIGNON, de pureté 99,999 %.

Dans un bloc de magnésium, on taille un trou destiné à recevoir la quantité désirée d'indium. La concentration d'indium au départ est choisie entre 0,6 et 10% at. Les deux métaux sont placés dans un creuset cylindrique de 16mm de diamètre en graphite à 10 p.p.m. d'impuretés. Un premier chauffage sous vide primaire à 140° C permet de dégazer l'indium. L'introduction d'argon desséché permet d'effectuer une fusion des deux éléments en évitant qu'ils vaporisent trop. La température du four à résistance électrique est réglée à 750° C. Après refroidissement, on constate que le bloc d'alliage est un peu oxydé : son aspect extérieur est noir, mais une coupe révèle son éclat métallique. Un tel bloc servira à fabriquer en deux fusions quatre éprouvettes. On le coupe en deux dans le sens de la hauteur, car la différence des poids atomiques du magnésium (24,3) et de l'indium (114,8) entraîne une décantation importante. Chaque bloc sera ultérieurement refondu pour fabriquer deux éprouvettes monocristallines. A chaque fusion, on remarque une perte de masse de 0,3% due à la vaporisation du magnésium sur les parois du tube de travail.

2.2 - PREPARATION DES EPROUVETTES.

Les échantillons monocristallins sont préparés suivant la méthode de Bridgman en four vertical : l'alliage coule sur un germe monocristallin orienté préalablement. Le haut du germe est fondu sur 1 cen-

timètre environ et la solidification de l'ensemble s'effectue par la translation lente d'un four à gradient vers le haut. Les échantillons ainsi obtenus ont une longueur de 220 mm et une section de $3 \times 5 \text{ mm}^2$. L'oxyde qui recouvrait le bloc d'alliage reste en général dans la partie supérieure du creuset.

Les germes utilisés sont faits en magnésium pur car la soudure du métal en fusion et du germe est meilleure que si celui-ci était déjà en alliage magnésium-indium. La fabrication du germe est une opération assez délicate. On l'effectue en trois temps :

a) Un bloc de magnésium est fondu dans un creuset de graphite. Sa partie inférieure est formée d'un cône de 40° d'ouverture, sa partie supérieure d'un cylindre de diamètre 30mm et de hauteur 40mm. Ce creuset est placé dans le four à gradient stabilisé à 750° C , sous atmosphère d'argon. Sa vitesse de montée est de 2 mm/heure. On obtient alors un monocristal.

b) L'orientation de ce gros monocristal est effectuée aux rayons X par la méthode de Laue en retour. Le cristal est collé sur une tête goniométrique dont les rotations permettent de placer l'axe $[0001]$ du cristal perpendiculairement au plan du film.

c) On fixe cette tête dans le bloc d'usinage d'une machine à étinceler SAVEMA. Le problème du collage du cristal sur la tête a été résolu par l'emploi d'une colle de dentiste fournie par S.S. WHITE, qui n'est pas soluble trop rapidement dans la diluante de la machine à étinceler. On débite ainsi, avec le minimum de perturbations, le monocristal de départ en une dizaine de germes identiques orientés en vue de favoriser un glissement prismatique. Leur taille est de 40mm de long et leur section $3 \times 5 \text{ mm}^2$.

Le creuset pour la fabrication des monocristaux d'alliage orientés est constitué de quatre parties en graphite (Fig. 7). La partie supérieure est un creuset cylindrique de diamètre 16 mm, percé au fond d'un trou de diamètre 4mm. On y place un des demi-blocs d'alliage. Cette partie se visse dans un moule coupé en deux dans le sens de la hauteur : l'une des moitiés est plate, l'autre est creusée d'un logement de largeur

5mm et de profondeur 3mm, destiné à recevoir l'alliage en fusion. On place le germe de magnésium dans le bas de ce logement. A la partie inférieure, on visse un tampon de graphite destiné à assembler les deux moitiés centrales. Ce tampon se fixe à son tour sur une queue refroidissante en cuivre. Elle permet de ne pas fondre la totalité du germe d'une part et d'autre part d'assurer un gradient de température important ($50^{\circ}/\text{cm}$) au niveau du haut du germe. Il permet d'éviter la surfusion structurale et la formation d'un germe solide de mauvaise orientation. L'ensemble du creuset et du support en cuivre est placé dans un tube d'acier inox. Le four à résistance peut se déplacer autour de ce tube.

Dans un premier temps, on dégaze sous vide l'alliage placé dans la partie supérieure du creuset. Le four est réglé à 550°C . Ensuite on fait une fusion de cet alliage à 750°C sous atmosphère d'argon desséché : l'alliage coule dans le centre du creuset et vient au contact du germe. On descend le four et on le place de telle sorte que seul un centimètre du germe soit fondu. On le laisse pendant 14 heures dans cette position afin d'assurer une bonne relation d'orientation entre le germe et le cristal. Un temps de séjour à l'état liquide supérieur provoquerait une décantation de l'indium trop importante. On fait monter ensuite le four à la vitesse de 2mm/heure. Le monocristal croît ainsi avec un écart de l'ordre de $\pm 5^{\circ}$ par rapport à l'orientation du germe, écart encore juste tolérable pour pouvoir activer le glissement prismatique par la suite, de préférence au glissement sur le plan de base. Une vitesse de croissance plus élevée donne des cristaux de moins bonne qualité. Du fait de leur longueur assez importante (22cm), il faut les démouler avec précaution pour ne pas les tordre. Les cristaux de concentration initiale supérieure à 6% at. In ne croissent pas aussi facilement que les autres et sont de moins bonne qualité.

Des cristaux de même orientation de magnésium pur ont été faits de la même manière et avec la même vitesse de croissance afin d'obtenir un état microscopique comparable à celui de l'alliage. D'autre part, des cristaux de même orientation ont été découpés par électroérosion dans un barreau monocristallin de 50 cm de longueur, fabriqué en four horizontal, à la vitesse de 1 cm/heure.

Le dosage complexométrique de l'indium dans le magnésium (CHENG, 1955) se fait par dissolution d'une masse connue d'alliage dans de l'acide chlorhydrique. On ajoute de la soude afin de former un précipité blanc d'hydroxyde de magnésium. On amène ensuite la solution à un pH de 2,4 par adjonction d'acide acétique : nous avons alors une solution tampon. On utilise comme réactif de l'EDTA (éthylène diamine tétracétique) et comme indicateur du 1- (2 pyridyl-azo) 2 naphthol. L'EDTA complexe l'indium en solution et l'indicateur passe du rouge au jaune lorsqu'on a un petit excès d'EDTA. Le dosage donne une valeur de la concentration en indium avec une précision de 0,1 % at.

Le dosage de la matière prélevée en différents points d'un même cristal donne la courbe de la fig. 8. La concentration est maximale au voisinage du germe comme on pouvait le prévoir à cause de la décantation de l'indium. Elle passe par un minimum vers le milieu, puis croît de nouveau en haut du cristal. En effet, le coefficient de partage 2,1 implique un enrichissement du liquide en indium donc une concentration croissante au cours de la montée du four. La concentration le long d'un barreau peut ainsi varier de plus de 1 %.

A la fin des expériences, chaque éprouvette est dosée aux deux extrémités de sa partie utile et au niveau de la rupture.

Les éprouvettes de traction ont une longueur totale de 70 mm et une longueur utile de 30 mm. Dans un cristal de 220 mm de longueur, on découpe par étincelage deux éprouvettes au milieu de ce cristal : on garde ainsi une concentration assez homogène. Malgré cette précaution, elle varie de 0,3 % at. d'un bout à l'autre de la partie utile, et de plus encore quand la concentration moyenne d'une éprouvette dépasse 6 % at.

Le profil des éprouvettes de traction est représenté à la fig. 9. Il est obtenu par électroérosion : une matrice en cuivre découpe le contour à la manière d'un emporte pièce. La section utile est ramenée à $3,5 \times 3 \text{ mm}^2$.

Le polissage chimique est effectué à l'aide d'une bande d'acier inox de 70 mm de largeur qui tourne sur des tambours. L'un d'eux plonge dans une solution à 20 % d'acide nitrique, 40 % d'alcool méthylique et 40 % d'acétone. On polit ainsi les deux faces planes de l'éprouvette avec une solution continuellement renouvelée. Les deux autres faces sont polies

avec un coton inbibé de la même solution, mais la qualité du poli est inférieure à celle des faces planes. La section est alors de $3 \times 2,5 \text{ mm}^2$ environ ; elle est constante à 5 % près le long de la partie utile.

Un recuit d'homogénéisation de 3 jours à 500 °C sous argon est nécessaire. Il permet ainsi d'effacer les traces d'écrouissage dues au démoulage et à la mise en forme des cristaux. On rend leur éclat aux éprouvettes par un léger décapage dans un bain à base d'anhydride chromique.

Enfin, un cliché de rayons X permet de déterminer l'orientation exacte de chaque éprouvette, avec une précision de $\pm 1^\circ$.

2.3 - ESSAIS DE TRACTION

Les essais de traction sont faits sur une machine Instron type TT-CM-L, à la vitesse de 50 microns par minute, soit $2,8 \cdot 10^{-5} \text{ sec.}^{-1}$ pour une longueur initiale de 30 mm. La machine a été inversée, c'est-à-dire que l'éprouvette est placée sous la traverse mobile de manière à permettre son immersion dans un bain à température constante. La liaison de l'éprouvette à la machine de traction est faite par des tiges et des clavettes. A la partie inférieure, la rotation de l'axe de l'éprouvette est assurée par une bille d'acier s'appuyant sur un cône. L'éprouvette elle-même est pincée à ses deux extrémités sur 15 mm dans des mors striés. Ainsi, la déformation des têtes est faible vis à vis de la déformation de la partie utile.

Un four à résistance a été bobiné spécialement pour prendre place autour de ce montage. Il est fermé à son extrémité inférieure : un balayage d'argon pendant le temps de chauffage évite une oxydation exagérée de l'éprouvette. La température est régulée par un pyrectron. Elle varie au plus de 3° le long de l'éprouvette. Ce four permet de monter à des températures de l'ordre de 450 °C.

Un cryostat a de même été monté. Il permet de travailler d'une part à la température de l'azote liquide (77 °K) et à celle du mélange acétone-glace carbonique (210 °K), d'autre part aux températures intermédiaires grâce à un enroulement électrique de compensation. Dans le second cas, un gradient de température de l'ordre de 3°/cm peut s'établir le long de l'éprouvette.

L'essai de traction a été mené de deux façons différentes :

a) Une famille d'éprouvettes de même concentration a été tirée à six températures différentes. Au cours de l'essai, on a multiplié la vitesse de traction par 10 pendant 20 ou 30 secondes. Les essais sont menés jusqu'à rupture des éprouvettes. On obtient ainsi tous les renseignements qu'on peut désirer. L'inconvénient majeur de cette méthode est de consommer un grand nombre d'éprouvettes, car chacune donne un seul renseignement sur chaque facteur étudié. Ces éprouvettes étant difficiles à réaliser, on a cherché à suivre une autre méthode. Le facteur le plus important à étudier est la variation de la contrainte de cisaillement critique résolue pour le glissement prismatique en fonction de la température et de la concentration. On a donc renoncé à avoir une courbe de traction entière par température et par concentration, en utilisant la méthode b).

b) Les autres éprouvettes ont été tirées jusqu'à une faible déformation plastique ($\epsilon = 0,1\%$ à 295 °K par exemple), puis recuites 3 jours à 500 °C et tirées à nouveau à une autre température, puis recuites encore et tirées à une troisième température, cette fois-ci jusqu'à rupture et avec saut de vitesse. Ainsi, on obtient la valeur de la contrainte critique de cisaillement pour trois températures différentes sur une même éprouvette, donc en conservant la même concentration d'indium et la même microstructure. On aura toutefois une valeur de tous les facteurs étudiés par la courbe complète effectuée à la troisième température.

On vérifie la validité de ce dernier procédé par le bon accord entre les contraintes critiques ainsi déterminées et celles lues sur les courbes entières classiques. YOSHINAGA et HORIUCHI (1964) ont procédé de même sur le magnésium et ont vérifié ainsi la reproductibilité de deux courbes en début de traction à la même température si elles sont séparées par un recuit suffisant.

L'observation micrographique après chaque essai permet de voir s'il y a eu déformation par maclage ou par glissement.

3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.1 - CONDITIONS A REALISER POUR AVOIR UNE DEFORMATION PLASTIQUE PAR GLISSEMENT PRISMATIQUE UNIQUE.

En raison du procédé de préparation adopté pour les éprouvettes, il y a toujours un écart entre l'orientation obtenue et celle qui a été désirée. Cet écart est difficile à réduire. Il nous a forcés à préparer un grand nombre d'éprouvettes qui ont toutes une orientation voisine de l'orientation idéale. On a alors pu étudier les domaines d'orientation, de température et de concentration dans lesquels on est en présence d'un glissement prismatique unique.

A la température de l'azote liquide, si l'angle χ_0 que fait la direction de traction avec le plan de base est inférieur à 4° , on observe un peu de glissement prismatique unique du type $(01\bar{1}0)(2\bar{1}\bar{1}0)$ avec beaucoup de maclage du type $\{10\bar{1}2\}$ dans tout le domaine de concentrations étudié (de 0 à 9% at. In), et enfin du glissement de base dans les macles. Si χ_0 est supérieur à 4° , on sort du domaine où le glissement prismatique peut se produire : le glissement sur le plan de base $(0001)(11\bar{2}0)$ se déclenche, car la contrainte résolue pour ce système dépasse sa valeur critique et se superpose au maclage. A 210°K si la concentration en indium est inférieure à 4% at. et si χ_0 est inférieur à 4° , il y a toujours un mélange de glissement prismatique unique et de maclage. Les éprouvettes présentant ces deux modes de déformation appartiendront par définition au type A. Au delà de 4% at. en indium, on observe un glissement prismatique unique seul, dans ce même domaine d'orientation. A 300°K , la valeur limite de l'angle χ_0 peut aller jusqu'à 5° et à 700°K jusqu'à 11° , la déformation plastique se faisant alors par glissement prismatique unique. Ces éprouvettes appartiendront au type B ; leur concentration n'influe pas sur leur mode de déformation. La figure 9b représente les limites de domaines pour l'angle χ_0 et la figure 10 les positions initiales de l'axe de traction pour les éprouvettes utilisées. On remarque sur ces figures qu'il faut éliminer les deux extrémités rectilignes des portions d'anneaux représentant les domaines de glissement

unique, car si le point représentant l'axe de traction se projette sur l'axe $[10\bar{1}0]$ dans le plan de base (ex : éprouvette n° 101 placée en B sur la figure 9b), il y a deux glissements prismatiques de même facteur de Schmidt $s = \sin \chi_0 \cos \lambda_0$ qui se déclenchent simultanément :

$$B \left\{ \begin{array}{l} (1\bar{1}00) [11\bar{2}0] \\ (01\bar{1}0) [2\bar{1}10] \end{array} \right.$$

De même si le point représentant l'axe de traction se projette sur l'axe $[11\bar{2}0]$ (ex. éprouvette n° 118 placée en c), les deux glissements prismatiques seront :

$$C \left\{ \begin{array}{l} (10\bar{1}0) [1\bar{2}10] \\ (01\bar{1}0) [2\bar{1}10] \end{array} \right.$$

On a tracé sur la figure 9b les lignes de même facteur de Schmidt s pour le glissement prismatique $(01\bar{1}0) [2\bar{1}10]$. Le point A représente l'orientation "idéale" d'un cristal qu'on veut déformer suivant un seul système de glissement prismatique. Son facteur de Schmidt est maximum et vaut 0,50. Dans nos expériences, il varie d'une éprouvette à l'autre entre 0,44 et 0,50.

3.2 - ALLURE GENERALE DES COURBES DE DEFORMATION.

Nous avons fait des essais de traction sur 27 éprouvettes réparties dans le domaine où il n'y a ni glissement de base, ni glissement prismatique double. La vitesse de déformation résolue dépend de la valeur de la déformation et de l'orientation, assez peu cependant pour que nous puissions négliger l'effet du changement d'orientation au cours de la déformation

$$g = \frac{\sqrt{(1+e)^2 - \sin^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0}{\sin \chi_0}$$

avec $e = \frac{\Delta l}{l_0}$ et l_0 longueur initiale de l'éprouvette.

$$\frac{dg}{dt} = \frac{\frac{de}{dt} (1+e)}{\sin \chi_0 \sqrt{(1+e)^2 - \sin^2 \lambda_0}} \approx \frac{\frac{de}{dt}}{\sin \chi_0 \cos \lambda_0} = \frac{1}{s} \frac{de}{dt}$$

La vitesse de déformation résolue sera donc comprise entre $5,6 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ et $6,4 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, on gardera la valeur $(6,0 \pm 0,4) 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Les courbes de déformation résolues, après déduction de la dureté de la machine pour un glissement prismatique unique sont données aux figures 11 et 12 aux températures de 300° K et 460° K pour différentes concentrations et aux figures 13 et 14 pour des concentrations de 4,8 et 6% at. In respectivement, à différentes températures. Il n'y a qu'un seul stade de déformation. Les courbes tracées à une température donnée ont toutes la même allure générale ; certaines ont un crochet de traction. Lorsque la température croît à concentration donnée, la pente du stade unique décroît, l'allongement à la rupture croît de quelques pour cent jusqu'à 550° K à 100% pour 700° K . L'évolution du crochet de traction est plus difficile à discerner. On a remarqué que sur certaines courbes à 300° K et pour une concentration supérieure à 5% la cis-sion a tendance à décroître à la fin du stade unique ; ceci peut être dû à la légère striction ou au glissement prismatique double observé au voisinage de la rupture. On remarque enfin qu'il n'y a qu'un seul stade de déformation, que celle-ci se passe par glissement prismatique pur ou par glissement prismatique et maclage ou encore par maclage seul.

3.3 - OBSERVATION DES ECHANTILLONS.

Pour alléger la présentation des observations sur les échantillons, nous appellerons face la plus grande la surface de l'éprouvette qui est presque parallèle au plan de base (0001) du réseau cristallin (Fig. 9a). La tranche sera la surface presque perpendiculaire au plan de base et contenant l'axe de traction.

A l'oeil nu, la face de l'éprouvette reste brillante et plane après traction, par contre sur la tranche se dessinent des vallées irrégulières obliques, pour les températures supérieures à la température ambiante (Photo n° 8). Leur direction moyenne fait 15° avec la direction de traction. Ces vallées traversent la largeur de l'échantillon en ondulant légèrement. La distance moyenne de deux vallées est de 50 microns, leur profondeur moyenne de 5 microns à 460° K et 10 microns vers 700° K .

L'observation au microscope métallographique révèle sur la face des éprouvettes des lignes de glissement, bien que théoriquement celles-ci devraient demeurer invisibles car le vecteur de Burgers des dislocations étudiées appartient au plan de cette face. Ces lignes sont visibles sans doute en raison de la désorientation légère du plan de base par rapport à l'axe de traction. A 77° K on observe quelques lignes de glissement prismatique, mais surtout du maillage et du glissement sur le plan de base dans les zones maillées (photo n° 1). De même, à 210° K et pour une concentration inférieure à 4% at. In, il y a encore du maillage superposé au glissement prismatique (photo n° 2 pour 2,7 % at. In), mais ce maillage est moins étendu qu'à 77° K. Les macles ont pour plan de composition les plans $\{10\bar{1}2\}$, leur largeur moyenne est égale à 0,2mm. Au-delà de 4 % at. In et toujours à 210° K, on a un glissement prismatique unique $(01\bar{1}0)(2\bar{1}10)$. Les lignes de glissement sont longues et traversent toute la face du cristal. La déformation est homogène mais irrégulière en ce sens que les traces épaisses et assez écartées se groupent par bandes, chaque bande s'élargissant à mesure que la déformation augmente (Photo n° 3 pour 6 % at. In). A partir de 300° K, les lignes de glissement prismatique unique deviennent plus fines et moins espacées, la déformation se fait de manière plus homogène encore à mesure que la température s'élève (photos n° 6 à 350° K et n° 7 à 690° K). On a observé sur l'éprouvette n° 143b tirée à 350° K l'évolution des lignes de glissement : leur densité augmente avec la déformation. (Photos n° 4, 5, 6 réalisées aux points A, B, C de la courbe de traction de la fig. 13).

Sur la tranche des éprouvettes et toujours au-dessus de 300° K, il faut grossir au moins 600 fois pour observer des traces de glissement correspondant au glissement prismatique. Ces traces sont fines, courtes (10 microns environ) et perpendiculaires à l'axe de traction. Elles se rejoignent par l'intermédiaire de petits décrochements qui illustrent la possibilité d'existence de glissement dévié sur le plan de base. Ces lignes de glissement se superposent aux dénivellations obliques signalées précédemment.

3.4 - CROCHET DE TRACTION.

La plupart du temps il y a un crochet de traction net sur les courbes résolues, surtout pour les échantillons les mieux orientés. On remarque qu'il se produit en particulier entre 200° et 300° K (Tableau 1) l'amplitude

du crochet de traction (fig. 15) $\Delta\tau = \tau_{\text{sup}} - \tau_{\text{inf}}$ varie d'une manière assez irrégulière avec la température, entre 50 et 230 g/mm² (fig. 16) ; par contre, elle décroît régulièrement avec la concentration (fig. 17). On remarque, à titre purement indicatif, que l'amplitude relative $\frac{\Delta\tau}{\tau_c}$ du crochet de traction croît rapidement avec la température à partir de 600° K. A haute température, c'est-à-dire vers 600° K, apparaît un phénomène d'instabilité dynamique : la contrainte oscille très rapidement autour d'une valeur moyenne. C'est le phénomène de crochets de traction répétés. Pour une concentration moyenne de 6% at. In, les oscillations $\tau_{\text{sup}} - \tau_{\text{inf}}$ commencent à 600° K, deviennent maximales à 690° K pour décroître au-delà de cette température (fig. 14 et 27) :

T° K	600	685	687	690	739	883
$(\tau_M - \tau_m)$ en g/mm ²	4	38	25	29	8,7	4

Lorsqu'on multiplie la vitesse de traction par dix, on réduit pratiquement à zéro l'amplitude des oscillations. Ce même phénomène se produisait déjà pour le glissement de base, mais vers 400° K.

3.5 - CISSION CRITIQUE POUR LE GLISSEMENT PRISMATIQUE.

La cission critique résolue pour le glissement prismatique sera définie dans cette étude comme la contrainte nécessaire pour obtenir un cisaillement permanent de 0,1% (fig. 15). Cette définition est valable pour les courbes faites sans décharge aussi bien que pour celles qui ont été interrompues à ce niveau de déformation. Lorsqu'il y a un crochet de traction, cette contrainte se situe à peu près entre les deux valeurs extrêmes de ce crochet. Le tableau 2 regroupe les résultats relatifs à la cission critique. Ces résultats n'ont un sens réel que dans la mesure où il y a un glissement unique, c'est-à-dire pour les éprouvettes du type B. On étend leur signification aux éprouvettes du type A qui présentent un maillage superposé au glissement prismatique ; mais il est impossible de définir avec certitude si la contrainte mesurée correspond à la cission critique résolue pour le glissement prismatique, ou si au contraire le maillage se déclenchant d'abord, elle correspond à une cission critique de maillage {1012} résolue à tort pour le glissement sur

les plans $\{10\bar{1}0\}$.

La cisssion critique varie avec la température et la concentration. Pour une température inférieure à 300°K , la cisssion critique ne varie pratiquement pas avec la concentration, qu'il y ait maclage et glissement prismatique (type A) ou glissement prismatique seul (type B). A 77°K , cette cisssion pour les éprouvettes du type A vaut 5 kg/mm^2 (fig. 18) ; à 210°K elle vaut 3 kg/mm^2 pour les éprouvettes du type A de concentration inférieure à 4% at. In comme pour celles du type B à plus de 4% at. In (fig. 19). Ces deux valeurs de la cisssion critique se raccordent mal à celles du magnésium pur : 10 kg/mm^2 à 77°K et 8 kg/mm^2 à 210°K , bien que celui-ci présente aussi du maclage.

Par contre, à la température ambiante, la cisssion critique croît avec la concentration de $4,5\text{ kg/mm}^2$ pour le magnésium pur à 7 kg/mm^2 pour l'alliage à 8,15 % at. d'indium (fig. 20). L'alliage se déforme toujours par glissement prismatique, seul le magnésium pur est encore du type A et présente du maclage. C'est seulement vers 450°K que le magnésium se déforme par glissement prismatique.

La figure 21 représente les variations de la cisssion critique en fonction de la température pour deux concentrations données. Pour une concentration inférieure à 4% at. d'indium, la cisssion critique décroît de 5 kg/mm^2 pour 300°K à $0,1\text{ kg/mm}^2$ pour 700°K . Si on étend sa signification aux éprouvettes du type A, elle décroît entre 77 et 210°K , puis croît jusqu'à 300°K . Si la concentration est supérieure à 4% at., la cisssion critique croît entre 210 et 300°K pour décroître ensuite jusqu'à 700°K . Dans le cas des éprouvettes du type A, elle décroît de 77 à 210°K . Si l'axe de traction s'écarte de l'orientation idéale $\chi_0 = \lambda_0 = 45^{\circ}$, on observe une contrainte τ_c un peu plus élevée (jusqu'à 10% en plus) ; on peut le constater, par exemple, sur deux éprouvettes tirées à 210°K et qui sont assez concentrées pour ne donner lieu qu'au glissement prismatique unique :

N°	c	χ_0	λ_0	τ_c
164 h	6,5% at. In	44°	$44,2^{\circ}$	$2,75\text{ kg/mm}^2$
203 h	6% at. In	34°	35°	3 kg/mm^2

La dispersion des valeurs de la cission critique τ_c ainsi obtenue a été signalée par Ward FLYNN (1961).

La figure 22 montre les courbes de cission critique résolue pour le glissement prismatique pour le magnésium pur (Ward FLYNN et al. 1961, YOSHINAGA et al., 1964) et l'alliage magnésium-lithium (AMADIEH et al., 1965) comparées à celles de l'alliage magnésium-indium. La cission critique du magnésium (Ward FLYNN et al., 1961 et présent travail) décroît uniformément quand la température s'élève, le maclage ne disparaissant que vers 450° K. Pour le magnésium-lithium, la cission critique décroît uniformément avec la température ; le point où disparaît le maclage se situe vers 250° K pour une concentration de 15,9% at. Li. Dans notre étude, la cission critique ne varie plus de façon monotone avec la température, en outre le maclage disparaît vers 200° K pour une concentration supérieure ou égale à 4% at. d'indium.

3.6 - COEFFICIENT DE DURCISSEMENT.

Le coefficient de durcissement peut être mesuré soit par la pente $\frac{d\tau}{dg}$ de la courbe de traction, soit encore par l'expression $\theta_p = \frac{1}{\mu} \frac{d\tau}{dg}$ pour éliminer l'effet de la variation du module de cisaillement avec la température et la concentration.

Nous avons utilisé comme valeur de ce module le coefficient élastique $c_{66} = \frac{1}{2} (c_{11} - c_{12})$ pour le glissement prismatique. Sa valeur est donnée en fonction de la température pour le magnésium par SLUTSKY et GARLAND (1957) et pour l'alliage magnésium-indium, on la déduit des mesures de EROS et SMITH (1961) par extrapolation pour les températures élevées et pour des concentrations un peu plus élevées.

Les valeurs du taux de durcissement des éprouvettes les moins perturbées accidentellement sont données aux quatrième, cinquième et septième colonnes du Tableau 3. La pente $\frac{d\tau}{dg}$ des courbes de traction décroît de 434 Kg/mm² à 77° K à 6 Kg/mm² à 300° K puis ne varie plus beaucoup au delà. Le taux de durcissement moyen baisse régulièrement, de 23,5% à 77° K, à 0,115% à 460° K. L'éprouvette n° 203b tirée à 594° K a montré une microstructure un peu plus forte que les autres et c'est sans doute suffisant pour expliquer la valeur

un peu élevée de 0,44% du taux de durcissement (fig. 23).

On ne peut déduire expérimentalement aucune loi de variation du taux de durcissement en fonction de la concentration ou de l'orientation des cristaux car on dispose d'un trop petit nombre d'éprouvettes. La seule chose qu'on puisse dire est que l'introduction d'indium dans le magnésium ne modifie pas le taux de durcissement.

3.7 - RUPTURE DES EPROUVETTES.

La valeur du glissement à la rupture est donnée dans la dernière colonne du Tableau 3. Il y a une assez grande dispersion des résultats ; on constate cependant qu'il croît avec la température : il passe de 2% pour 77°K à 117% pour 600° K (fig. 24). L'influence de la concentration n'a pas pu être précisée.

La rupture est du type fragile à une température inférieure à 400° K. Les éprouvettes qui ont été rompues montrent que les plans de rupture sont du type $\{10\bar{1}2\}$. Il y a souvent deux plans de ce type, quelquefois trois, qui entrent en jeu sur les faciès de rupture observés. On peut remarquer dans la plupart des cas des traces de fissures proches de la zone de rupture et parallèles aux plans de fracture (Photo n° 11) et quelquefois des traces de petites macles au voisinage de la rupture (Photo n° 12). En particulier, ce sont ces fissures et un maillage important qui expliquent le glissement anormal, 14%, de l'éprouvette n° 196 h tirée à 77° K. Lorsqu'on augmente la température de l'essai au-delà de 300° K, ce même type de rupture subsiste, mais on observe une légère striction. A 600° K la striction est plus importante et la rupture est un peu moins fragile, bien que les plans $\{10\bar{1}2\}$ restent toujours apparents sur le faciès de rupture.

Lors de la traction, le réseau est amené à tourner sur lui-même. On peut rendre compte de cette rotation en représentant les positions de l'axe de traction par rapport au cristal sur une projection stéréographique avant et après la traction. On constate que l'axe de traction se rapproche de la direction de glissement de quelques degrés (fig. 25). Plusieurs mesures ont été effectuées, mais la précision des résultats ne permet pas de donner ce faible angle de rotation à moins de 100% près.

3.8 - INFLUENCE DE LA VITESSE DE DEFORMATION.

Si l'on veut évaluer l'énergie et le volume d'activation du mécanisme de glissement mis en jeu, il est nécessaire de connaître la dérivée partielle $(\frac{\partial \text{Log } \dot{\epsilon}}{\partial \tau})_T$. On a donc pratiqué sur certaines éprouvettes des sauts de vitesse de déformation. Pour une déformation donnée, on multiplie la vitesse de traction par dix, d'où une augmentation $\Delta\tau$ de la cission. En revenant à la vitesse de déformation initiale, la diminution de contrainte est également de l'ordre de $\Delta\tau$ et il y a un petit crochet de traction pour les éprouvettes présentant un tel crochet au départ (Fig. 15).

Le Tableau 4 regroupe les résultats des sauts de vitesse de déformation. L'accroissement de la cission, $\Delta\tau$, semble varier de façon assez désordonnée. Le calcul de l'énergie de constriction d'une dislocation dissociée dans le plan de base fait intervenir les produits τT d'une part et $\tau(\frac{\partial \text{Log } \dot{\epsilon}}{\partial \tau})_T$ d'autre part. Ce dernier produit fait apparaître la quantité $\frac{\Delta\tau}{\tau}$ qui représente l'amplitude relative du saut de vitesse effectué en début de traction. Elle varie peu en-dessous de 500° K puisqu'elle est comprise entre 1,5% et 4,8%, à une exception près. Au-delà de 500° K elle croît rapidement pour atteindre 43% à 687° K (Fig. 26). D'autre part cette amplitude relative semble augmenter avec la concentration, en tout cas à 210° K et à 450° K.

Le fait de pratiquer des sauts de vitesse de déformation pendant un temps relativement court ne modifie ni la valeur de la pente de la courbe de déformation, ni celle de la déformation à la rupture. Une des différences essentielles entre le comportement du magnésium et celui du magnésium-indium est l'importance, à haute température, du rapport de la variation de la cission à la valeur de cette cission.

3.9 - PRECISION DES RESULTATS.

Les calculs de la contrainte et de la déformation résolus pour le glissement prismatique font intervenir les caractéristiques géométriques du cristal. Soient F la force de traction enregistrée par la machine et l'allongement relatif $\frac{\Delta\ell}{\ell_0}$ de l'éprouvette après correction de dureté de la machine,

et s_0 la section initiale de l'éprouvette. La cission τ et la déformation g résolues s'écrivent :

$$\begin{cases} \tau = F \frac{\sin \chi_0}{s_0} \frac{\sqrt{(1+e)^2 - \sin^2 \lambda_0}}{1+e} \\ g = \frac{\sqrt{(1+e)^2 - \sin^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0}{\sin \chi_0} \end{cases}$$

Nous allons évaluer la précision avec laquelle la cission est connue. On obtient :

$$\begin{aligned} \left| \frac{\Delta \tau}{\tau} \right| &< \left| \frac{\Delta F}{F} \right| + \left| \frac{\Delta \chi_0}{\tan \chi_0} \right| + \left| \frac{\sin^2 \lambda_0}{2 ((1+e)^2 - \sin^2 \lambda_0)} \Delta \lambda_0 \right| \\ &+ \left| \left(\frac{1+e}{(1+e)^2 - \sin^2 \lambda_0} - \frac{1}{1+e} \right) \Delta e \right| + \left| \frac{\Delta s_0}{s_0} \right| \end{aligned}$$

La force est connue à 0,5 % près, les angles à un degré près, ce qui entraîne au début de la déformation ($e \ll 1$) et pour une orientation moyenne ($\chi_0 = \lambda_0 = 45^\circ$) :

$$\frac{\Delta \chi_0}{\tan \chi_0} \leq 1,75 \%$$

$$\frac{\sin 2 \lambda_0 \Delta \lambda_0}{2 ((1+e)^2 - \sin^2 \lambda_0)} \leq 1,75 \%$$

Si les longueurs l_0 et Δl sont connues à 0,05mm près, l'incertitude sur le rapport $e = \frac{\Delta l}{l_0}$ vaut :

$$\Delta e = \left| e \frac{\Delta l_0}{l_0} \right| + \left| \frac{\Delta(\Delta l)}{l_0} \right| = \frac{0,05}{30} (1+e) < 0,17 \%$$

d'où
$$\left(\frac{1+e}{(1+e)^2 - \sin^2 \lambda_0} - \frac{1}{1+e} \right) \Delta e < 0,17 \%$$

Enfin la section de l'éprouvette est mesurée au pied à coulisse en trois points et au vingtième de millimètre près. A cause de la variation de section le long de l'éprouvette, on devra compter sur une incertitude d'un dixième de millimètre, d'où :

$$\frac{\Delta s_o}{s_o} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta b}{b} = 5,5 \% \quad \text{si } s_o = ab$$

Le terme prépondérant vient donc de l'incertitude sur la section, ensuite viennent ceux provenant de l'orientation. On déduit alors la précision que l'on peut avoir sur la cission critique τ_c ou sur les contraintes τ mesurées à faible déformation vis-à-vis de 100%, ce qui est presque toujours réalisé ici :

$$\left| \frac{\Delta \tau}{\tau} \right| < 5,5\% + 1,75\% + 1,75\% + 0,5\% + 0,17\%$$

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} < 10\%$$

Nous constatons alors que nous pouvons conclure sur le sens et l'importance des variations de la contrainte avec la température ou la concentration. Mais il n'est pas surprenant que nous ayons une forte dispersion des points sur les courbes de cission critique en fonction de la concentration, par exemple, d'autant plus que celle-ci varie beaucoup d'une extrémité à l'autre de l'éprouvette testée.

4 - DISCUSSION DES RESULTATS

Nous nous proposons d'expliquer dans ce chapitre les mécanismes qui régissent la déformation plastique des alliages magnésium-indium et les différents effets qui ont été décrits précédemment.

L'interaction des atomes de soluté avec les dislocations a permis d'expliquer le durcissement de cette solution solide par glissement sur le plan de base (ESCARAVAGE, 1969). Bien qu'elle existe toujours dans le glissement prismatique, cette interaction ne permet pas de rendre compte de tous les phénomènes décrits dans le chapitre précédent. Les modèles qu'on pourrait bâtir à partir du rôle des solutés ne peuvent pas être retenus dans cette étude pour deux raisons :

- la limite élastique devrait fortement dépendre de la vitesse de traction pour le glissement prismatique comme pour le glissement sur le plan de base aux basses températures d'essai.
- il devrait y avoir une augmentation avec la température, entre 200° et 300° K, de la cission critique résolue pour le glissement sur le plan de base, de la même manière qu'on l'observe sur le glissement prismatique.

L'interaction soluté-dislocations est pourtant responsable du crochet de traction répété qu'on a observé entre 600 et 880° K, comme elle l'était pour le crochet de traction répété sur les courbes résolues pour le glissement sur le plan de base de la cission critique en fonction de la déformation.

L'examen micrographique des surfaces des éprouvettes a révélé sur leur tranche des lignes de glissement fines et courtes, parallèles aux traces des plans prismatiques $\{10\bar{1}0\}$ et séparées par des petits décro-

chements parallèles à la trace du plan de base (0001). On est alors conduit à envisager un mécanisme de déformation basé sur le glissement dévié des dislocations dissociées dans le plan de base.

Dans un premier paragraphe nous envisagerons le mécanisme basé sur la seule force de Peierls Nabarro. Comme l'alliage étudié ne semble pas se déformer suivant ce mécanisme, nous considérerons ensuite les modèles fondés sur le glissement dévié des dislocations dissociées dans le plan de base. Le mécanisme développé dans la troisième partie suppose que les dislocations peuvent se dissocier aussi dans les plans prismatiques (10 $\bar{1}0$). Le dernier paragraphe nous permettra de voir comment la solution solide étudiée s'adapte à ce dernier modèle. On pourra ainsi rendre compte des différentes parties de la variation de la cission critique en fonction de la température.

4.1 - MECANISME DE PEIERLS-NABARRO.

Ce mécanisme (SEEGER, 1956 - LOTHE et HIRTH, 1959 - DORN et RAJNAK, 1964 - AHMADIEH et al., 1965) est basé sur une force qui s'oppose au mouvement des dislocations. Cette force est due au réseau lui-même, elle varie donc légèrement suivant sa période. Le fait important est qu'elle ne dépend pas de la déformation. La vitesse de déformation est contrôlée par la nucléation d'un double décrochement sur une longueur L de dislocation :

$$\dot{\gamma} = n a b v_0 \frac{L}{W} \exp\left(-\frac{U_f}{kT}\right)$$

avec n = densité de dislocations mobiles

a = distance entre les vallées de Peierls = paramètre du réseau

b = vecteur de Burgers

v_0 = fréquence de Debye

W = largeur du double décrochement à la configuration de col d'énergie

U_f = énergie de formation d'un double décrochement

k = constante de Boltzman

T = température de l'essai

La caractéristique principale de ce modèle est un volume d'activation apparent $v^* = kT \frac{\partial \text{Log } \dot{\epsilon}}{\partial \tau} = \frac{\partial U_f}{\partial \tau}$ très petit, de l'ordre de $5b^3$ vers 0° K et qui augmente jusqu'à $80 b^3$ à la température critique (AHMADIEH et al., 1965 par exemple). On peut déterminer expérimentalement ce volume d'activation dans l'alliage magnésium-indium en utilisant les données des sauts de vitesse. Lorsque celle-ci passe de $\dot{\epsilon}$ à $10 \dot{\epsilon}$, la cisssion augmente de τ_1 à τ_2 , et on en déduit : $\beta = \frac{\partial \text{Log } \dot{\epsilon}}{\partial \tau} \approx \frac{\text{Log } 10}{\tau_2 - \tau_1} = \frac{2,3}{\Delta \tau}$

La figure 34 montre les variations de v^* avec la contrainte τ d'après le tableau suivant, dressé dans tout le domaine de températures étudié pour $c \approx 6\% \text{ at. In}$.

$T^\circ \text{ K}$	$\tau \text{ Kg/mm}^2$	$v^* \text{ en } b^3$
77	5	93
210	3,4	170
300	6,7	145
327	6,2	151
422	4,2	108
459	1,6	317
594	0,5	523
687	0,35	444

On constate que ces valeurs sont trop élevées par rapport à celles que prévoit le modèle de Peierls Nabarro.

D'autre part la consolidation de nos courbes expérimentales dépend fortement de la température (Tableau n° 3) en-dessous de 300° K , domaine dans lequel le volume d'activation est relativement faible. Cette dépendance est incompatible avec le modèle étudié.

Ce mécanisme a été étudié par DORN et col. (1962-1965) pour interpréter la partie décroissante de la courbe de la cission critique en fonction de la température dans les alliages magnésium-lithium. Cependant REGNIER (1969) signale que l'augmentation de la teneur en lithium entraîne une diminution du paramètre de la maille, donc une augmentation de la force de Peierls-Nabarro. La cission critique devrait alors croître avec la concentration. L'expérience de Dorn donne l'effet inverse.

Nous ne pouvons donc pas envisager un tel modèle dans le cas du magnésium-indium. Par contre il n'est pas exclu qu'il se superpose à un autre modèle.

4.2 - LE GLISSEMENT DÉVIÉ DES DISLOCATIONS DISSOCIÉES DANS LE PLAN DE BASE.

Les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{b} = \frac{a}{3} (11\bar{2}0)$ sont supposées dissociées sur les plans de base en deux dislocations de Schockley suivant la réaction :

$$\frac{1}{3} (11\bar{2}0) \rightarrow \frac{1}{3} (01\bar{1}0) + \frac{1}{3} (10\bar{1}0)$$

Ce type de dissociation existe dans le magnésium et dans la plupart des autres métaux hexagonaux : le cadmium (PRICE, 1963), le zinc (FOURDEUX et BERGHEZAN, 1960), le cobalt, le titane, le zirconium et le béryllium (POIRIER et DUPOUY, 1967). Le glissement dévié des dislocations ainsi dissociées dans le plan de base a permis à SCHOTTKY, SEEGER et SPEIDEL (1965) d'interpréter les résultats de GILMAN (1956 et 1961) sur le glissement prismatique du zinc et du cadmium. Ils en ont d'ailleurs déduit des valeurs de l'énergie de faute d'empilement dans le plan de base :

$$\gamma_{B-Zn} = 300 \text{ ergs/cm}^2$$

$$\gamma_{B-Cd} = 170 \text{ ergs/cm}^2$$

BOCEK et KASKA (1964) avaient obtenu pour le zinc : $\gamma_{B-Zn} = 370 \text{ ergs/cm}^2$

Par ailleurs, HARRIS et MASTERS (1965) ont aussi déterminé l'énergie de faute γ_B du zinc et du magnésium d'après une étude de la cinétique de recuit des boucles de faute au microscope électronique :

$$\gamma_{B-Zn} = 340 \pm 15 \text{ ergs/cm}^2$$

$$\gamma_{B-Mg} = 310 \pm 30 \text{ ergs/cm}^2$$

Cette dernière valeur nous servira de point de repère lorsque nous parlerons de l'énergie de faute d'empilement sur les plans prismatiques (10 $\bar{1}0$) du magnésium et de son alliage avec l'indium.

4.2.1 - Modèle de SCHOEK et SEEGER.

SCHOEK et SEEGER (1955) ont proposé un modèle de glissement dévié des dislocations dans le réseau cubique à faces centrées. La dislocation dissociée se recombine sur une longueur critique L_c égale au diamètre de la source de Frank et Reed, avant de dévier sur un autre type de plan. L'énergie d'activation U_s de ce mécanisme est alors l'énergie nécessaire pour pincer la dislocation en deux points et la recombinaison sur la longueur L_0 . Mais l'énergie de pincement est négligeable devant l'énergie de recombinaison et on obtient alors (STROH, 1956) :

$$U_s = \left(\frac{\mu b^3}{r} \text{Log} \frac{d}{er} \right) \frac{\mu}{\tau}$$

avec d = largeur de dissociation
 r = rayon de coeur de la dislocation
 τ = cisssion appliquée sur la dislocation

Cette énergie prend une valeur très importante dès que les dislocations sont un peu dissociées ; en effet, dans le cas du magnésium-indium, nous obtenons :

$$U_s = \frac{1500}{\tau} \text{Log} \frac{d}{er}$$

si τ est exprimé en Kg/mm² et U_s en eV. Si on suppose que la dislocation est assez peu dissociée ($d = 2e$ par exemple) on obtient déjà une énergie d'activation de 350 eV par ce calcul. Cette valeur ne peut pas raisonnablement être retenue.

4.2.2 - Modèle de FRIEDEL.

Ce modèle a été proposé par FRIEDEL (1959) dans le cas des structures hexagonales compactes. Il suppose que la dislocation vis dissociée sur le plan de base se recombine sur une longueur L quelconque pour dévier sur un plan prismatique. Soit X l'énergie nécessaire pour faire dévier une longueur $L = 2 \rho \sin \theta$ de dislocation recombining (fig. 29a)

$$X = U_c + 2 R \rho \sin \theta + 2 \Gamma \rho (\theta - \sin \theta) - \frac{\tau b \rho^2}{2} (2\theta - \sin 2\theta) \quad (1)$$

avec U_c = énergie de constriction dans le plan de base

R = énergie de recombinaison

Γ = tension de ligne

ρ = rayon de courbure de la dislocation recombining

θ = demi-angle sous lequel on voit l'arc de dislocation

Les deux premiers termes traduisent l'énergie nécessaire à la recombinaison, le troisième désigne l'énergie due à la tension de ligne et le dernier le travail de la contrainte appliquée τ . L'énergie X passe par un maximum pour $\frac{\partial X}{\partial \rho} = 0$. Ce maximum de X sera l'énergie d'activation U_F du mécanisme considéré. Comme L est grand, on peut négliger les variations de U_c et de Γ avec L , donc avec θ . D'où

$$\frac{\partial X}{\partial \rho} = 2 \sin \theta (R - \Gamma + \Gamma \cos \theta) = 0$$

Comme la valeur de R est petite devant celle de Γ , une racine θ_c de cette équation sera très petite et l'autre nulle. Le développement en θ au troisième ordre de cette équation donne :

$$\theta \left(1 - \frac{\theta^2}{6}\right) \left(R - \Gamma + \Gamma \frac{\theta^2}{2}\right) = 0$$

La racine $\theta = 0$ ne correspond à aucune déviation. L'autre racine s'écrit

$$\theta_c = \left(\frac{2R}{\Gamma + \frac{R}{3}}\right)^{1/2} \approx \left(\frac{2R}{\Gamma}\right)^{1/2}$$

car R est très inférieur à Γ (ordre 10^{-2}). L'énergie d'activation prend

alors la forme :

$$X = U_F = U_c + \frac{4 R \Gamma}{3 \tau b} \theta$$

$$\boxed{U_F \approx U_c + \frac{2^{5/2} R^{3/2} \Gamma^{1/2}}{3 \tau b}} \quad (2)$$

On en déduit alors l'expression de la vitesse de déformation $\dot{g}$:

$$\dot{g} = N A b v \exp \left(-\frac{U_F}{kT} \right) \quad (3)$$

avec N = nombre de points de formation du glissement dévié par unité de volume

A = aire moyenne balayée par un segment de dislocation

v = fréquence de déviation

Si λ est la longueur totale de dislocations-vis sur les plans prismatiques par unité de volume, on peut déterminer N et v :

$$N = \frac{\lambda}{2\rho\theta_c} \quad v = v_0 \frac{b}{2\rho\theta_c}$$

$$\text{Or } 2\rho\theta_c = 2 \frac{\Gamma}{\tau b} \left(\frac{2R}{\Gamma} \right)^{1/2} \quad \text{puisque } \Gamma = \tau b \rho$$

$$\text{donc } N = \frac{\lambda \tau b}{2^{3/2} (R)^{1/2}} \quad v = v_0 \frac{\tau b^2}{2^{3/2} (R\Gamma)^{1/2}}$$

En remplaçant U_F , N et v par leurs valeurs dans (3), on obtient :

$$\dot{g} = \frac{A \lambda b^4 v_0 \tau^2}{8 R \Gamma} \exp \left(-\frac{U_c}{kT} \right) \exp \left(-\frac{2^{5/2} R^{3/2} \Gamma^{1/2}}{3 T \tau b} \right) \quad (4)$$

On envisage alors l'application possible de ce modèle au cas de la solution solide de magnésium-indium. De l'expression (4) on déduit :

$$\frac{1}{\tau T} = \frac{3 b k}{2^{5/2} R^{3/2} \Gamma^{1/2}} \text{Log} \frac{A \lambda b^4 v_0}{8 R \Gamma \dot{g}} + \frac{3 b k \text{Log } \tau}{2^{3/2} R^{3/2} \Gamma^{1/2}} - \frac{3 b U_c}{2^{5/2} R^{3/2} \Gamma^{1/2} T} \quad (5)$$

Le premier terme de cette somme ne varie pas avec la cisssion critique τ , le second ne varie que très peu avec τ , et le dernier varie seulement avec

la température mais pas avec la cisssion τ . L'expression $\frac{1}{\tau T}$ décroît linéairement en première approximation lorsque $\frac{1}{T}$ croît dans le domaine de glissement dévié dans les plans prismatiques. On remarque sur la figure 28 que l'on observe bien une variation linéaire de $\frac{1}{\tau T}$ en fonction de $\frac{1}{T}$ au-dessus de 400° K. La mesure de la pente de cette partie linéaire permet de déterminer la quantité $\frac{U_c}{R^{3/2} \Gamma^{1/2}}$. D'autre part, toujours de l'expression (4), on déduit :

$$\beta = \frac{\partial \text{Log } \dot{\epsilon}}{\partial \tau} = \frac{2}{\tau} + \frac{2^{5/2} R^{3/2} \Gamma^{1/2}}{3 k T \tau^2 b}$$

d'où

$$R^{3/2} \Gamma^{1/2} = \frac{3 b k T \tau}{2 \sqrt{2}} \left(\frac{\tau \beta}{2} - 1 \right) \quad (6)$$

Cette grandeur $R^{3/2} \Gamma^{1/2}$ est indépendante de la température. Ainsi l'expérience permet de déterminer U_c , R et Γ . Le Tableau suivant donne les valeurs expérimentales de $R^{3/2} \Gamma^{1/2}$ entre 300 et 700° K, pour une concentration moyenne de 6,1% at. In

T° K	n°	c% at. In	τ kg/mm ² saut	$\Delta \tau$ kg/mm ²	$R^{3/2} \Gamma^{1/2}$ kg ² /mm ²
300	167	6,15	6,7	0,2	$355 \cdot 10^{-29}$
459	164 b	6,5	1,6	0,07	$87,1 \cdot 10^{-28}$
594	203 b	6	0,5	0,11	$5,9 \cdot 10^{-28}$
687	206	6,1	0,35	0,15	$1,89 \cdot 10^{-28}$

La quantité $R^{3/2} \Gamma^{1/2}$ ne reste pas constante quand la température varie. Le modèle envisagé ne permet donc pas de rendre compte de la partie décroissante de la courbe $\tau(T)$ pour les températures supérieures à 300° K pour l'alliage magnésium-indium. Ce mécanisme permettrait cependant d'interpréter les résultats expérimentaux du magnésium pur (P.W. FLYNN et col. 1961) et du magnésium-lithium à 7,9 % at. Li (A. AMADIEH et col., 1965), car ces auteurs obtenaient des valeurs expérimentales de $\frac{\Delta \tau}{\tau}$ et de τT sensiblement constantes avec la température, donc des valeurs de U_c , R et Γ constantes.

4.2.3 - Modèle d'ESCAIG.

ESCAIG (1968) a étendu le modèle de Friedel en comparant la valeur de la flèche de la portion de dislocation déviée à la séparation entre plans de base voisins. Aux fortes contraintes, la longueur $L = 2 \rho \sin \theta$ de l'arc critique nécessaire est assez faible et la flèche de la dislocation courbée sur un plan prismatique est inférieure à une distance interatomique. La dislocation reste recombiningée sur toute sa longueur $2 \rho \theta$. Au contraire, aux faibles contraintes, cet arc critique L est de plus en plus grand et la flèche de la dislocation courbe pourrait dépasser une ou plusieurs distances interatomiques. Alors la dislocation peut à nouveau se dissocier dans un de ces plans de base voisin de celui dans lequel elle était initialement dissociée (fig. 29b). La position correspondant à l'arc critique du premier cas n'est alors jamais atteinte. Il existe une autre position, d'énergie plus faible, pour une distance critique des deux crans supérieurs à L . Les calculs d'Escaig explicitent cette énergie d'activation et aboutissent à des valeurs de la cisssion τ inférieures à celles que prévoit le modèle de Friedel, lorsque cette dernière est telle que la flèche de la dislocation dépasse la distance c de deux plans de base voisins :

$$\rho(1 - \cos \theta) \geq c$$

comme θ est faible

$$\rho \frac{\theta^2}{2} \geq c$$

Puisque $\theta^2 \approx \frac{2R}{\Gamma}$ et $\rho = \frac{\Gamma}{\tau b}$, on obtient $\tau \leq \frac{\tau}{c} = \frac{R}{bc}$

Dans notre cas, le vecteur de Burgers vaut a ; le modèle d'Escaig s'applique lorsque

$$\tau \leq \tau_c = \frac{R}{ac} \approx 0,043 \text{ kg/mm}^2$$

ce qui correspond expérimentalement à une température très élevée, supérieure à 800° K.

Le modèle d'Escaig ne s'applique donc pas à l'alliage magnésium-indium. Notons qu'il a permis d'expliquer les expériences de GILMAN (1961) sur le zinc et le cadmium.

Les modèles fondés sur la dissociation des dislocations dans le plan de base ne nous ayant pas permis d'expliquer le durcissement du magnésium-indium, nous sommes amenés à envisager une dissociation des dislocations dans le plan de base et dans les plans prismatiques.

4.3 - LA DISSOCIATION DES DISLOCATIONS DANS LE PLAN DE BASE ET DANS LES PLANS PRISMATIQUES.

4.3.1 - Modes de dissociation possibles des dislocations de vecteur de Burgers $\vec{b} = \frac{a}{3} (11\bar{2}0)$

Lors de la dissociation d'une dislocation parfaite de vecteur de Burgers $\vec{b}$ en deux dislocations imparfaites de vecteurs de Burgers $\vec{b}_1$ et $\vec{b}_2$, on récupère de l'énergie élastique si la somme des énergies des deux imparfaites et de leur interaction est inférieure à l'énergie de la parfaite, mais on en dépense pour créer le ruban de faute d'empilement. L'énergie par unité de longueur qui est mise en jeu lors d'une telle dissociation s'écrit :

$$\Delta E = \mu b_1^2 + \mu b_2^2 - \mu b^2 + \gamma d + I$$

avec γ = énergie de faute dans le plan de la dissociation
 d = largeur du ruban de faute
 I = énergie d'interaction des deux imparfaites

La dissociation n'est importante que si l'énergie de faute d'empilement est assez faible. Les translations correspondant à des fautes d'énergie faibles amènent les atomes dans des positions d'énergie basse :

a) ROSENBAUM (1964) puis TYSON (1967) ont déduit du modèle des sphères dures la dissociation :

$$\frac{1}{3} (11\bar{2}0) \rightarrow \frac{1}{18} (24\bar{6}3) + \frac{1}{18} (42\bar{6}3)$$

Les vecteurs de Burgers $\vec{b}_1$ et $\vec{b}_2$, situés en dehors du plan prismatique mathématiquement défini, appartiennent aux deux directions d'ondulations

de ce type de plans (fig. N° 2). Les dislocations ainsi décomposées sur les ondulations de ces plans $\{10\bar{1}0\}$ sont l'équivalent des dislocations de Schockley du plan de base. Mais on observe que le long d'une rangée le nombre de premiers voisins est diminué. La faute ainsi formée a de ce fait une énergie assez importante.

b) Comme l'a suggéré REGNIER (1969), la transformation de phase hexagonale compacte en cubique à faces centrées conduit à la dissociation classique sur le plan de base. Mais la transformation de phase en cubique centré transforme deux familles de plans prismatiques $(10\bar{1}0)_{H.C.}$ en deux familles $(112)_{C.C.}$ et la troisième en une famille $(110)_{C.C.}$ (voir fig. 35).

Il n'y a pas de translation qui fasse coïncider un plan $(10\bar{1}0)_{H.C.}$ avec un plan $(110)_{C.C.}$. On ne peut donc pas envisager une faute de ce type. Il est par contre possible de transformer par translation les plans $(10\bar{1}0)_{H.C.}$ en plans $(112)_{C.C.}$, car les atomes des plans $(112)_{C.C.}$ sont aux noeuds d'un réseau rectangulaire de côté $a_1\sqrt{2}$ et $a_1\sqrt{3/2}$, si a_1 représente le paramètre du réseau cubique centré. Le rapport des distances des atomes dans ce réseau rectangulaire du plan $(112)_{C.C.}$ vaut :

$$\frac{a\sqrt{2}}{a\frac{\sqrt{3}}{2}} = \sqrt{8/3}$$

qui est précisément la valeur du rapport $\frac{c}{a}$ idéal du réseau hexagonal, donc la valeur du rapport des distances des atomes du réseau rectangulaire de chacun des deux plans $(10\bar{1}0)_{H.C.}$ qui remplacent le plan prismatique "ondulé" (fig. 32). La faute obtenue par translation d'un plan $(10\bar{1}0)_{H.C.}$ peut se faire de deux manières :

• Translation d'un plan B sur un plan A : on obtient

$$\vec{a} \rightarrow \frac{\vec{a}}{6} + \frac{5\vec{a}}{6}$$

• Translation d'un plan C sur un plan B : on obtient

$$\vec{a} \rightarrow \frac{\vec{a}}{3} + \frac{2\vec{a}}{3}$$

Cette seconde possibilité est celle que nous retiendrons car elle implique une force de répulsion plus grande entre les dislocations imparfaites. Elle a d'ailleurs été citée par COTTRELL et BILBY (1951) pour le réseau cubique centré.

4.3.2 - Modèle de REGNIER.

REGNIER (1969) a observé, sur le béryllium, une variation de la cission critique pour le glissement prismatique analogue à celle que nous avons obtenue dans le cas du magnésium-indium. La partie ascendante de la courbe $\tau(T)$ entre 200° et 300° K impose la formation d'un nouveau type d'obstacles à la progression des dislocations situées dans les plans prismatiques et l'augmentation de leur densité lorsque la température croît. Etant donné la faible variation de la cission critique en fonction de la concentration dans ce domaine de températures, il est peu probable que les atomes de solutés retiennent les dislocations. Il est donc raisonnable de penser que les dislocations se bloquent par dissociation dans le plan de base, après avoir glissé dans les plans prismatiques. Elles se débloquent à la limite élastique en développant du glissement de base entre 200 et 300° K, ou en se recombinaut pour dévier sur les plans prismatiques un schéma du genre de celui de Friedel. Mais il faut que le mécanisme de création des dislocations dissociées dans le plan de base soit normalement activé. On doit alors supposer qu'il y a des sources de dislocations dans les plans prismatiques et que les dislocations émises sont dissociées dans les plans prismatiques.

Nous allons décrire maintenant ce modèle plus en détail.

4.3.2.1 - La température est comprise entre 200° et 300° K.

Régnier a observé une microlimite qui décroît avec la température, puis un stade à consolidation très forte et ensuite la macrolimite qui croît avec la température.

Lorsque la contrainte sur un échantillon atteint la microlimite élastique, les sources situées dans les plans prismatiques émettent des boucles de dislocations imparfaites, dissociées dans les plans prismatiques. Ces boucles se développent mais l'agitation thermique pince et recombine

les parties vis de ces boucles, lorsqu'elles ont atteint une certaine taille critique. Les parties vis dévient alors sur les plans de base et se bloquent, les parties coin glissent. Il reste alors deux grandes dislocations-vis par boucle (fig. 31a). Ces dislocations exercent une contrainte en retour sur la source. La contrainte appliquée doit neutraliser cette contrainte en retour pour pouvoir engendrer les boucles suivantes. Ces autres boucles s'empilent sur les premières et se bloquent à leur tour (fig. 31b). Les sources s'épuisent rapidement. La consolidation est très forte, de l'ordre de grandeur de la pente de la partie élastique de la courbe de traction. C'est le microstade de consolidation, qui passe souvent inaperçu.

Lorsque la contrainte appliquée augmente, on atteint la limite élastique macroscopique. Le champ des interactions élastiques exercées par les empilements formés précédemment a augmenté suffisamment pour que leur composante sur le plan de base puisse provoquer du glissement de base. Les dislocations de tête de deux empilements voisins peuvent donc glisser et débloquent ainsi ces empilements (fig. 31c). Les sources prismatiques peuvent alors de nouveau émettre des boucles. Ce déblocage progressif explique l'arrondi de la courbe résolue au niveau de la limite élastique macroscopique.

Plus la température croît, plus le passage des dislocations sur les plans de base se produit tôt, donc plus les lignes de glissement sont courtes. Comme la dislocation de tête se bloque plus près de la source, il devient plus difficile d'empiler les suivantes. Le champ de leur interaction est moins fort car le déblocage mutuel par interaction à grande distance dépend surtout du nombre de dislocations empilées. Il faut donc une limite élastique macroscopique d'autant plus forte que la température augmente.

4.3.2.2 - La température est supérieure à 300° K.

A la limite élastique microscopique, nous avons toujours des sources dans les plans prismatiques qui émettent des boucles de dislocations. Celles-ci se bloquent par dissociation sur le plan de base.

Lorsque la contrainte appliquée atteint la limite élastique macroscopique, le déblocage est assuré cette fois-ci par une nouvelle déviation dans les plans prismatiques. En effet, l'agitation thermique est alors suffisante pour recombinaison des dislocations dans le plan de base, compte-tenu du fait qu'elles se dissocient de nouveau dans les plans prismatiques. On retrouve alors une valeur de la cisssion critique qui décroît avec la température.

4.4 - LE GLISSEMENT PRISMATIQUE DU MAGNESIUM-INDIUM.

4.4.1 - Mode de dissociation envisagé.

Nous proposons de considérer la dissociation des dislocations sur les plans prismatiques suivant la réaction :

$$\vec{b} = \frac{\vec{b}}{3} + \frac{2\vec{b}}{3}$$

Pour étayer cette hypothèse de dissociation sur les plans prismatiques, il faudrait pouvoir connaître l'énergie de faute sur le plan prismatique γ_P . BLANDIN, FRIEDEL et SAADA (1966) ont calculé théoriquement l'énergie de faute sur le plan de base γ_B de certains hexagonaux. Mais ce calcul n'est pas transposable à l'énergie de faute sur le plan prismatique car celle-ci dilate un peu le réseau.

L'importance de ce type de dissociation repose sur la possibilité de la transformation de phase H.C. $\rightarrow$ C.C. L'énergie de faute sur le plan prismatique est donc d'autant plus faible que la température est voisine de celle de la transformation de phase. Dans le cas du magnésium-indium, il n'y a pas de transformation de phase (en phase solide). Même à la limite des concentrations d'indium étudiées, la phase voisine n'est pas cubique centrée. On peut donc s'attendre à une énergie de faute sur le plan prismatique assez élevée, donc à une dissociation assez faible. L'énergie d'activation du blocage sera alors faible dans le modèle de Régnier et les boucles se bloqueront rapidement par dissociation sur le plan de base. Comme au delà de la température ambiante il faut re-dévier les parties vis sur les plans

prismatiques (voir § 4.3.2.2), il faudra alors fournir beaucoup d'énergie et le glissement prismatique sera fortement activé, ce que l'expérience montre bien. La faute d'empilement sur le plan de base amène 2 at. In en position de premiers voisins ; elle modifie beaucoup l'ordre à courte distance. Sur les plans prismatiques, elle rapproche deux atomes d'indium mais modifie peu l'ordre à courte distance. On peut donc s'attendre à une énergie de faute γ_B qui croît avec l'ordre à courte distance, donc avec la concentration, alors que γ_P peut décroître (Cf. § 4.4.3). Le glissement prismatique est donc d'autant plus facile que la concentration en indium croît, c'est-à-dire que le rapport des énergies de fautes $\frac{\gamma_B}{\gamma_P}$ est important.

REGNIER (1969) a d'ailleurs remarqué l'excellent accord entre la facilité relative des glissements sur les plans prismatiques et sur les plans de base des hexagonaux et la température de transformation de phase H.C. $\rightarrow$ C.C. quand elle existe. On explique ainsi le mode de déformation prépondérant de ces métaux.

METALLS HEXAGONAUX	TRANSFORMATION DE PHASE	GLISSEMENT PRISMATIQUE
Cd, Zn, Co, Mg	Pas de transformation	Très difficile
Be, Rh, Y	$T_{\text{transf.}} \approx T_{\text{fusion}}$	Concurrence avec le glissement de base
Ti, Zr, Hf	$T_{\text{transf.}} < T_{\text{fusion}}$	Prépondérant

4.4.2 - Températures inférieures à 300° K.

Pour le magnésium et les alliages dont la concentration en indium est inférieure à 4% at., on a observé du maillage dans tout ce domaine de températures, maillage vraisemblablement causé par une orientation trop imprécise des échantillons. Lorsque la concentration d'indium dépasse 4% at., le glissement prismatique apparaît vers 210° K pour remplacer le maillage qui se produisait au-dessous de cette température. Nous tenterons ici d'expliquer qualitativement la remontée de la cission critique τ de cisaillement résolue sur les plans prismatiques avec la température, remontée observée entre 210° K et 300° K.

Le modèle de REGNIER (1969), qui rend compte d'une augmentation de la contrainte critique entre les mêmes températures pour le glissement prismatique du béryllium, semble bien s'appliquer au cas de l'alliage magnésium-indium.

Au voisinage de la limite élastique observée sur les courbes de traction, le nombre de dislocations par empilement formé est tel que la composante sur le plan de base des interactions élastiques de deux empilements voisins est égale à la limite élastique du glissement de base.

Il y a alors déblocage de ces empilements, car des dislocations de tête de chacun d'eux glissent sur les plans de base et s'annihilent deux à deux. La limite élastique observée doit augmenter avec la température car le nombre de dislocations-vis de chaque empilement diminuant, il est nécessaire de fournir une plus grande énergie. L'énergie d'activation G de ce mécanisme peut se calculer à partir du nombre de dislocations empilées ou du nombre N de lignes de glissement de longueur comprise entre V et $V + \Delta V$

$$N = \alpha \sqrt{V} \Delta V \exp\left(\frac{-\Delta G}{kT}\right) \quad \alpha = \text{cte}$$

Pour le béryllium, REGNIER a obtenu $\Delta G \approx 0,17$ eV, ce qui semble compatible avec un mécanisme qui devient efficace vers 200° K. Nous n'avons pas pu déterminer cette énergie G à cause du manque d'expériences de microdéformation et de mesure des lignes de glissement ainsi obtenues.

Ce modèle permet d'interpréter assez bien les crochets de traction de l'éprouvette n° 164 h (voir Tableau 1), de concentration 6,5 % at. In. Elle a été un peu déformée à 300° K et ne présentait pas de crochet de traction. Elle a été ensuite de nouveau déformée à 252° K sans recuit intermédiaire, puis à 213° K toujours sans recuit et avait, dans les deux cas, un crochet de traction. En effet, à 300° K on a dissocié sur le plan de base toutes les dislocations-vis mobiles en appliquant la contrainte τ . A 252° K, il faut de nouveau appliquer cette contrainte pour débloquer les empilements formés de peu de dislocations, mais ce faisant, on active de nouvelles dislocations et la contrainte τ_2 inférieure à τ_1 qui correspond à la limite élastique à 252° K suffit à propager ces nouvelles dislocations. Pratiquement la limite élastique supérieure du crochet n'atteint pas σ_1 car on observe un effet de

moyenne sur le cristal et le montage de la machine de traction. Ce même phénomène s'est de nouveau produit à 213° K.

Lorsque la contrainte dépasse la valeur de la limite élastique, les dislocations de tête d'empilement se sont annihilées pour donner des configurations de glissement dévié double et les suivantes s'éloignent de plus en plus du plan de la source pour réaliser à leur tour du glissement dévié. On explique ainsi le stade unique de consolidation. Le taux de durcissement est également affecté par les obstacles que peuvent rencontrer les dislocations dans leur glissement sur le plan de base. On ne peut donc pas facilement prévoir sa valeur.

4.4.3 - Températures supérieures à 300° K

L'énergie d'activation dans ce domaine de température est l'énergie nécessaire pour faire dévier une dislocation initialement dissociée dans le plan de base sur le plan prismatique et la décomposer sur ce plan. Cette énergie comporte deux termes : - le premier est celui qui sert de point de départ au calcul de Friedel (expression (1)) et qui traduit la constriction, la recombinaison et la déviation. - le second terme désigne l'énergie $2\rho\theta\Delta E$ (Cf. § 4.3.1) nécessaire pour dissocier la longueur $2\rho\theta$ de dislocation parfaite de vecteur de Burgers $\vec{b}$ en deux dislocations partielles de vecteurs de Burgers $\vec{b}_1$ et $\vec{b}_2$ dans les plans prismatiques. L'énergie de la déviation s'écrit :

$$U = U_F + 2 \rho \theta \Delta E$$

En remplaçant l'énergie d'interaction I entre les partielles par sa valeur (FRIEDEL, 1964), on obtient pour ΔE :

$$\Delta E = \mu b_1^2 + \mu b_2^2 - \mu b^2 + \gamma_P d + \frac{\mu b_1 b_2}{2\pi} \text{Log} \frac{d}{r}$$

Comme $|b_1| = \frac{1}{3} |b|$ et $|b_2| = \frac{2}{3} |b|$

et $|b| = \text{paramètre } a = 3,2 \text{ \AA}$

on obtient $\Delta E \approx \frac{4}{9} \mu b^2 + \gamma_P d + \frac{\mu b^2}{36} \text{Log} \frac{d}{r}$

On remarque que le terme d'interaction est négligeable. L'énergie totale s'écrit :

$$U = U_c + 2 R \rho \sin \theta + 2 \Gamma \rho (\theta - \sin \theta) - \frac{\tau b \rho^2}{2} (2\theta - \sin 2\theta) + (\gamma_P d - 4/9 \mu b^2) 2 \rho \theta$$

L'énergie U passe par un maximum pour $\frac{\partial U}{\partial \rho} = 0$

$$\frac{\partial U}{\partial \rho} = 2 R \sin \theta + 2 \Gamma (\theta - \sin \theta) - \tau b (2\theta - \sin 2\theta) + (\gamma_P d - 4/9 \mu b^2) 2\theta = 0$$

L'énergie maximum est l'énergie d'activation du mécanisme considéré. Alors, puisque $\Gamma = \tau b \rho$:

$$\frac{\partial U}{\partial \rho} = 2 \sin \theta (R - \Gamma + \Gamma \cos \theta) + 2 \theta (\gamma_P d - \frac{4}{9} \mu b^2) = 0$$

Cette équation peut s'écrire, pour $\theta \in]0, \pi$

$$\frac{\sin \theta}{\theta} = \frac{\gamma_P d + 4/9 \mu b^2}{R - \Gamma + \Gamma \cos \theta}$$

Soit θ , la racine de cette équation. Cette racine unique existera seulement si le deuxième membre est inférieur à 1. On en déduit :

$$0 < \gamma_P d + 4/9 \mu b^2 < R - \Gamma + \Gamma \cos \theta < R$$

Pour le magnésium pur, R est très faible devant μb^2 , d'où

$$\gamma_P d > 4/9 \mu b^2 \Rightarrow R \approx 4/9 \mu b^2$$

A l'ambiante $\gamma_P d > 7,9 \cdot 10^{-5}$ dynes

Comme le magnésium ne présente probablement qu'une dissociation faible dans les plans prismatiques, on peut prendre $d \approx b$, d'où une estimation d'une borne inférieure de l'énergie de faute dans les plans prismatiques :

$$\gamma_{P-Mg} > 2300 \text{ ergs/cm}^2$$

Pour un alliage à 5% at. In et vers 400° K, on obtient :

$$\gamma_P \text{ all}^d \quad 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ dynes}$$

On suppose qu'il y a dissociation, donc $d = n b$, d'où

$$\gamma_P \text{ all} \quad \frac{2000}{n} \text{ ergs/cm}^2$$

L'indium semble abaisser nettement l'énergie de faute γ_P dans les plans prismatiques. Comme elle varie avec μ , elle diminue donc lorsque la température et la concentration augmentent.

D'autre part, comme le rapport $\frac{R}{\Gamma}$ est faible (10^{-3} pour le magnésium), la racine θ_1 est proche de 0. Donc θ_1 sera racine du développement au troisième ordre de $\frac{\partial U}{\partial \rho} = 0$, d'où

$$\theta(1 - \frac{\theta^2}{6}) (R - \Gamma \frac{\theta^2}{2}) + \theta(\gamma_P d - 4/9 \mu b^2) = 0$$

$$\theta_1 \approx 2 \left(\frac{R + \gamma_P d - 4/9 \mu b^2}{\Gamma + \frac{R}{3}} \right)^{1/2}$$

En remplaçant dans l'énergie d'activation θ_1 par sa valeur, on obtient :

$$U = U_c + \frac{2^{3/2} (R + \gamma_P d - 4/9 \mu b^2)^{1/2} \Gamma^{1/2}}{3 \tau b} (2R + 5 \gamma_P d - \frac{20}{9} \mu b^2)$$

A partir de la contrainte τ et des sauts de vitesse $\Delta \tau$, on en déduit une valeur approchée de $R + \gamma_P d - 4/9 \mu b^2$ (voir Tableau 5). On en déduit alors les valeurs du produit $\gamma_P d$ pour une concentration de 5% at. In qui sont plus précises que celles annoncées précédemment. Celui-ci décroît de $7,8 \cdot 10^{-5} d$ à $6,16 \cdot 10^{-5} d$ entre l'ambiante et 700° K. On en déduit également une énergie de constriction qui, entre 600 et 700° K, est donnée par la pente des courbes de la figure 28.

$$\frac{U_c}{(R - \frac{4}{9} \mu b^2 + \gamma_P d)^{1/2} \Gamma^{1/2} (2R - \frac{20}{9} \mu b^2 + 5 \gamma_P d)} = 2 \cdot 10^7 \text{ mm/K}$$

Connaissant cette énergie de constriction, on peut alors déterminer l'énergie d'activation du glissement dévié :

$$U = 0,94 \text{ eV pour } T = 594^\circ \text{ K}$$

$$U = 1,09 \text{ eV pour } T = 687^\circ \text{ K}$$

Enfin la détermination du volume d'activation vers 600° K (Cf. § 4.1) a conduit à une valeur moyenne de 500 b^3 . Cette valeur correspond très exactement à celle déterminée par REGNIER sur le béryllium, dès que la déformation dépasse $g = 0,05$. L'accord est également satisfaisant aux autres températures.

Ce modèle, qui explique la déformation du magnésium-indium, rejoint celui de Friedel à la limite des faibles concentrations. Pour une concentration tendant vers zéro, le produit $\gamma_p d$ tend vers $\frac{4}{9} \mu b^2$ et l'énergie d'activation tend vers l'expression qu'elle a dans le modèle de Friedel.

Sur l'alliage magnésium-indium on observe toutefois un phénomène supplémentaire vers 600° K . Les crochets de traction répétés au cours des essais à chaud traduisent une action des atomes d'indium sur les dislocations. Elle se manifestait également pour le glissement de base de cet alliage, dans un domaine de températures un peu inférieur (350 à 550° K). Dans les alliages magnésium-indium, SCHARF, LUKAC, BOCEK et HAASEN (1968) ont trouvé un effet Portevin-Lechatelier. L'ordre à courte distance pourrait expliquer ces instabilités de contrainte : la dislocation libérée d'une zone d'ordre à courte distance se déplace et se bloque sur d'autres obstacles. Si la température, donc la vitesse de diffusion des atomes d'indium, est suffisante, ces atomes viendront former une nouvelle zone d'ordre autour de la dislocation. Celle-ci se libèrera de nouveau en donnant un crochet de traction. On remarque que si la température est trop élevée, le degré d'ordre diminue et le blocage ne peut plus avoir lieu. Ce phénomène n'existe pas sur les alliages magnésium-lithium (QUIMBY, MOTE et DORN, 1962) pour lesquels on n'a pas mis en évidence un ordre à courte distance important.

4.4.4 - Stabilité des empilements.

Le mécanisme proposé pour expliquer la déformation en dessous de 300° K dépend essentiellement de la stabilité des empilements de dislocations dissociées dans le plan de base.

Lorsqu'une source de dislocations glissant sur les plans prismatiques s'active et se bloque au voisinage d'une autre source, elle a tendance à se bloquer au niveau de la tête du premier empilement. Plus la contrainte augmente, plus les dislocations s'empilent et s'attirent. Quand les premières se sont annihilées deux à deux, les nouvelles boucles émises ont tendance à éloigner les dislocations de queue du plan de la source et c'est pourquoi le mécanisme peut recommencer (fig. 31_c).

Il se superpose aux contraintes envisagées la composante sur le plan de base des interactions mutuelles des dislocations d'un même empilement. Mais celle-ci est secondaire car si la dislocation de tête est attirée en dessous du plan de la source, la suivante sera repoussée par la première au-dessus de ce plan, la troisième par la seconde au-dessous de ce plan et ainsi de suite. Cette dispersion est atténuée par le fait que les longues dislocations-vis prennent une forme d'équilibre qui suit les oscillations du champ de contrainte interne. Le bilan de ces contraintes donne une légère oscillation des dislocations autour des positions prévues par les interactions de deux empilements et représentées sur la figure 33.

Les empilements sur les plans prismatiques de dislocations dissociées sur les plans de base sont assez stables, mais beaucoup plus lâches que les empilements classiques car ils ne se resserrent pas lorsque la contrainte augmente.

CONCLUSION

Cette étude a permis de montrer les différences essentielles qui existent entre le glissement prismatique du magnésium-indium en solution solide et celui du magnésium et de ses autres alliages.

1) La valeur de la cission critique en fonction de la température ne varie pas de façon monotone pour une concentration supérieure à 4% at. In, contrairement au magnésium pur. La limite élastique est maximale à la température ambiante et vaut 6 kg/mm^2 . Elle est alors 20 fois plus élevée que celle du glissement de base.

2) Le volume d'activation croît rapidement au-delà de 420° K (jusqu'à 500 b^3). C'est une conséquence de l'importance relative des sauts de vitesse sur cet alliage.

3) Le maclage n'apparaît jamais au-delà de 220° K , alors que pour une même vitesse de déformation, on l'observe jusqu'à 450° K sur le magnésium pur.

4) L'instabilité de contrainte à haute température et pour la vitesse de déformation considérée prouve une influence des zones d'ordre à courte distance sur le mouvement des dislocations.

5) L'énergie de faute γ_p du magnésium pur est certainement beaucoup plus importante (8 fois) sur les plans prismatiques que sur les plans de base. L'addition d'indium diminue cette énergie de faute sur les plans prismatiques, rendant plus facile le glissement prismatique dans l'alliage que dans le magnésium.

L'hypothèse de la dissociation sur les plans prismatiques, ajoutée au mécanisme de double déviation prismatique-basal-prismatique, semble être la plus vraisemblable pour expliquer la déformation plastique de l'alliage magnésium-indium. L'effet de l'ordre, qui expliquait le durcissement dans le glissement de base, est beaucoup moins marqué pour la déformation par glissement prismatique.

B I B L I O G R A P H I E

- A. AHMADIEH, J. MITCHELL, J.E. DORN - Trans. AIME, 233, p. 1130 (1965)
- F.W. Von BATCHELDER et R.F. RAEUCHLE - Phys. Rev., 105, p. 59 (1957)
- A. BLANDIN, J. FRIEDEL, G. SAADA - Phys. Sol. 66/64 H.C Orsay "Les énergies de faute d'empilement et de macles dans les métaux normaux".
- R.C. BLISH et T. VREELAND - J.A.P., 39, p. 2816 (1968)
- M. BOCEK et V. KASKA - Phys. Stat. Sol., 4, p. 325 (1964)
- M. BOCEK, H. SCHARF, P. MANNEL, M. ZOUHAR - Z. Metallk., 56, p. 353 (1965)
- A. CHENG - Anal. Chemistry, T 2, p. 1582 (1955)
- A.H. COTTRELL et B.A. BILBY - Phil. Mag., 42, p. 573 (1951)
- J.E. DORN - Dislocations dynamics, p. 27, ed. Rosenfeld, Hahn, Bement Jaffee, McGraw Hill (1968)
- J.E. DORN et J.B. MITCHELL - "High strength materials" éditions Zackay, p. 510, J. Wiley, New York (1965)
- J.E. DORN et RAJNAK - Trans. AIME, 230, p. 1052 (1964)
- J.M. DUPOUY et J.P. POIRIER - "Déformation plastique des hexagonaux", Ecole d'Eté sur la déformation plastique des métaux et des alliages, Nancy/Pont à Mousson (11-22 sept. 1967)
- S. EROS et C.S. SMITH - Acta Met., 9, p. 14 (1961)
- B. ESCAIG - Phys. Stat. Sol., 28, p. 463 (1968)
- C. ESCARAVAGE - Thèse, Nancy (1969) "Déformation par glissement sur le plan de base de monocristaux de la solution solide magnésium-indium".
- J.C. FISHER - Acta Met., V. 2, p. 9 à 17 (1954)
- A. FOURDEUX et A. BERGHEZAN - C.R.A.S., 250, p. 3019 (1960)
- J. FRIEDEL - "Internal stress and fatigue in metals", p. 220, Elsevier Pub., Amsterdam, London, New York (1959)
- J. FRIEDEL - "Dislocations", p. 163 et p. 40, Pergamon Press (1964)
- J.C. GILMAN - Trans AIME, 206, p. 1326 (1956)
- J.C. GILMAN - Trans. AIME, 229, p. 456 (1961)

- M. HANSEN - "Constitution of binary alloys", 2^{nde} édition, p. 849, McGraw Hill (1958)
- D. HARDIE et R.N. PARKINS - Phil. Mag., 4, p. 815 (1959)
- D. HARDIE et R.N. PARKINS - J. Inst. Met., p. 449 (1956-57)
- J.E. HARRIS et B.C. MASTERS - Phys. Stat. Sol., 2, N° 3, K 181 (1965)
- C.H. HODGES - Phil. Mag., V. 15, p. 371 (1967)
- H.K. HOWARD, W.L. BARMORE, J.P. MOTE, J.E. DORN - Trans. AIME, 227, p. 1061 (1963)
- E.W. KELLEY et W.F. HOSFORD - Trans. AIME, Vol. 242, p. 5 (1968)
- A. KIDRON et P.S. RUDMAN - Acta Met., 11, n° 9, p. 1011 (1963)
- J. LOTHE et J.P. HIRTH - Phys. Rev., 115, n° 3, p. 543 (1959)
- J.D. MOTE, K. TANAKA et J.E. DORN - Trans. AIME, V. 221, p. 858 (1961)
- W.B. PEARSON - "Handbook of lattice spacings and structures of metals", p. 693, T. 1, Pergamon Press (1964)
- J. Van der PLANKEN et A. DERUYTTERE - Phys. Stat. Sol., 28, K9 (1968)
- J.P. POIRIER, J. ANTOLIN, J.M. DUPOUY - Canad. J. Phys., 45, p. 1221 (1967)
- P.B. PRICE - "Electron microscopy and strength of crystals", p. 41, Interscience pub., New York (1963)
- R.M. QUIMBY, J.D. MOTE, J.E. DORN - Trans. ASM 55, 1, p. 149 (1962)
- E.J. RAPPERPORT - Acta Met., V. 162, p. 208 (1955)
- R.E. REED HILL et W.D. ROBERTSON - Acta Met., V. 5, p. 5 (1957)
- P. REGNIER et J.M. DUPOUY - Phys. Stat. Sol., 23, K 109 (1967)
- P. REGNIER et J.M. DUPOUY - Phys. Stat. Sol., 28, K 55 (1968)
- P. REGNIER, J.M. DUPOUY - Trans. JIM, V. 9, p. 956 (1968) Proc. of Int. Conf. of Metal and alloys. Tokyo (1967)
- P. REGNIER - Thèse, Orsay (1969) "Etude des modes de glissement de monocristaux de béryllium"
- A. ROSEN, J.D. MOTE et J.E. DORN - Trans. AIME, V. 230, p. 1070 (1964)
- H.S. ROSENBAUM - "Deformation Twinning", p. 43, Gordon and Breach, New York (1964)
- D. RÜHLICKE - Phys. Stat. Sol., 8, p. 93 (1965)
- H. SCHARF, P. LUKAC, M. BOCEK, P. HAASEN - Z. Metall. 59, p. 799 (1968)
- G. SCHOECK et A. SEEGER - Proc. Bristol Conf. 1955, Phys. Soc. London, p. 340
- G. SCHOTTKY, A. SEEGER, V. SPEIDEL - Phys. Stat. Sol., 9, p. 231 (1965)
- D.M. SCHWARTZ, J.B. MITCHELL, J.E. DORN - Acta Met., V. 15, n° 3, p. 485 (1967)
- A. SEEGER - Phil. Mag., V. 1, p. 651 (1956)
- W.F. SHEELY, E.D. LEVINE, R.R. NASH - Trans. AIME, V. 215, p. 693 (1959)

- L.J. SLUTSKY et C.W. GARLAND - Phys. Rev., 107, p. 972 (1957)
- N.S. STOLOFF et GENSAMER - Trans. AIME, 224, p. 732 (1962)
- A.N. STROH - Phil. Mag., 1, 489 (1956)
- P.H. THORNTON - Phil. Mag., 8, p. 2013 (1963)
- P.H. THORNTON - Phil. Mag., 11, p. 71 (1965)
- P.H. THORNTON - Acta Met., 14, p. 1257 (1966)
- W. TYSON - Acta Met., 15, n° 3, p. 574 (1967)
- P. Ward FLYNN, J. MOTE, J.E. DORN - Trans. AIME, V. 221, p. 1148 (1961)
- M.J. WHELAN et P.B. HIRSCH - Phil. Mag., 2, p. 1121 et p. 1303 (1957)
- H. YOSHINAGA et R. HORIUCHI - Trans. Jap. Inst. Met., V. 4, n° 1 (1963)
- H. YOSHINAGA et R. HORIUCHI - Trans. Jap. Inst. Met., V. 5, n° 1 (1964)

T A B L E A U X

T A B L E A U 1

N° des éprouvettes	Température (° K)	Concentration en % at. In	Amplitude $\Delta\tau'$ du crochet (kg/mm ²)	Amplitude relative.
* 192 h (1)	77	5,5	imperceptible	
* 208 (1)	77	3		
* 198 b (2)	207	2,7	0,13	5,2 %
164 h (3) non recuite	252	6,5	0,06	1,4 %
198 b (1)	298	2,5	0,23	5 %
<u>141</u> h	298	5,2	0,129	1,87 %
<u>170</u> b	298	5,6	0,167	2,8
<u>167</u>	298	6,15	0,072	1,07 %
<u>173</u>	298	6,15	0,044	0,72 %
216 (1)	422	7,5	0,15	6,5 %
<u>203</u> b	594	6	0,05	10 %
199 b (1)	687	4,5	0,06	25 %
<u>206</u>	687	6,1	0,06	20 %

*Les tractions réalisées sans interruptions sont soulignées. Le chiffre entre parenthèses indique le numéro de la traction réalisée après recuit sur une même éprouvette. Les éprouvettes du type A sont marquées *.*

TABLEAU 2

Variations de la cission critique

T° K	Eprouvette N°	Concentration c% at. In	Cission critique τ_c kg/mm ²	OBSERVATIONS
77°	* 198 h (1) * 208 (1) * 197 h (2) * 196 h * 192 h * 217 b (1)	2,7 3 4 5,1 5,5 8,8	5 4,6 5,6 4,5 4,75 4,3	Maclage Maclage. Crochet de traction Maclage. Fissures et maclage. Maclage. Crochet de traction Un peu de glissement de base
207 210 211 210 210 213 211	* 198 b (2) * 198 h (2) * 208 (2) 197 h (1) 203 h 164 h (4) 217 b (2)	2,5 2,7 3 4 6 6,5 8,8	2,5 3,5 4,18 2,5 3 2,75 2,5	Maclage. Crochet de traction Maclée au départ. Maclée au départ. Non recuite.
252	164 h (3)	6,5	4,4	Non recuite. Crochet de tract.
298	<u>Mg 38</u> 198 b (1) 198 h (3) 141 h 170 b 173 167 164 h (2) 161	0 2,5 2,7 5,2 5,6 6,15 6,15 6,5 8,5	4,5 4,8 5 6,8 6 6,2 6,45 5,9 6,95	Maclage. Crochet de traction. Maclée au départ. Crochet de traction. Crochet de traction. Crochet de traction. Crochet de traction.
327	217 h	7,4	5,85	
351	143 b	4,8	4,4	Micrographies de l'évolution du glissement prismatique avec la déformation.
359	215 (1)	7,4	3,75	Décollage de l'éprouvette un peu au-dessus de la limite élastique.
412 422	164 h (1) 215 (2) 216	6,5 7,4 7,5	3 2,6 2,1	Non recuite. Crochet de traction.
460 453 450 459	<u>Mg 39</u> 197 b (3) 192 b (3) 196 b 143 h 200 b (3) 164 b	0 3,45 3,7 4 4,8 6,2 6,5	1,3 1,1 1,1 1,75 1,4 1,25 1,35	Décollage vers = 14 %

à suivre

T A B L E A U 2
(suite)

T° K	Eprouvette N°	Concentration c% at. In	Cission critique ₂ τ_c kg/mm ²	OBSERVATIONS
594	<u>203 b</u>	6	0,5	Crochet de traction.
609	197 b (2)	3,45	0,3	
	192 b (2)	3,7	0,4	
	199 b (2)	4,5	0,38	
610	200 b (2)	6,2	0,34	
692	197 b (1)	3,45	0,22	Crochet de traction. Crochet de traction.
685	192 b (1)	3,7	0,27	
687	199 b (1)	4,5	0,23	
	<u>206</u>	6,1	0,35	
	200 b (1)	6,2	0,42	

T A B L E A U 3

Coefficient de durcissement et glissements à la rupture

T° C	Éprouvette n°	Concentration c% at. In	Pente $\frac{dr}{dg}$ en kg/mm ² %	Pente moyenne	en kg/mm ²	Taux de durcissement	Glissement à la rupture g _r
77	* 192 h	5,5	434	434	1850	23,5 %	2,3 %
210	203 h 164 h (4)	6 6,5	87 75	81	1750	4,85 %	3% > 1,8 %
298	141 h 170 b 173 167	5,2 5,6 6,15 6,15	5,8 5,9 5,8 7,15	6	1680	0,36 %	9 % 14 % 9,6 % 11,5 %
350	143 b	4,8	5	5	1640	0,304 %	13,5 %
422	216	7,5	4	4	1580	0,253 %	10,6 %
460	Mg 39 196 b 143 h 164 b	0 4 4,8 6,5	2 1,96 1,22 2	2 1,8	1596 1570	0,125 % 0,115 %	10 % 14 % 32 % 13 %
594	203 b	6	6,38	6,38	1450	0,44 %	117 %

T A B L E A U 4

Sauts de vitesse de déformation

T° K	Eprouvettes N°	Concentration c% at. In	Contrainte au moment du saut τ kg/mm ²	Amplitude du saut $\Delta\tau$ kg/mm ²	Amplitude relative $\frac{\Delta\tau}{\tau}$
77	* <u>196 h</u>	5,1 %	4,7	0,15	3,2 %
210	* 208 (2) <u>203 h</u> 164 h (4)	3 % 6 % 6,5 %	7 4 3,3	0,12 0,10 0,10	1,7 % 2,5 % 3 %
300	<u>167</u>	6,15 %	6,7	0,2	3 %
327	<u>217 h</u>	7,4 %	6,2	0,21	3,4 %
422	<u>216</u>	7,5 %	4,2	0,38	9 %
453 459 460	<u>143 h</u> <u>164 b</u> <u>196 b</u>	4,8 % 6,5 % 4 %	3,1 1,6 2	0,15 0,07 0,055	4,8 % 4,4 % 2,7 %
594	<u>203 b</u>	6 %	0,6	0,11	18,3 %
687	<u>206</u>	6,1 %	0,35	0,15	43 %

TABEAU N° 5

Calcul du produit γ_{pd} pour des éprouvettes de concentration moyenne 6,5 % at. In

T° K	$\Delta \tau$ Kg/mm ²	τ Kg/mm ² au moment du saut	$(R \cdot \frac{4}{9} \mu b^2 + \gamma_{pd})^{1/2}$ (R $\cdot \frac{10}{9} \mu b^2 + \frac{5}{2} \gamma_{pd}$) en c.g.s.	$(R \cdot \frac{4}{9} \mu b^2 + \gamma_{pd})$ en dynes	γ_{pd} en dynes
300	0,20	6,7	$28 \cdot 10^{-10}$	$20 \cdot 10^{-7}$	$7,8 \cdot 10^{-5}$
327	0,21	6,2	$25 \cdot 10^{-10}$	$17,5 \cdot 10^{-7}$	7,67
422	0,38	4,2	$9,5 \cdot 10^{-10}$	$9,85 \cdot 10^{-7}$	7,30
459	0,07	1,6	$7,2 \cdot 10^{-10}$	$8 \cdot 10^{-7}$	7,13
594	0,11	0,5	$0,65 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	6,52
667	0,15	0,25	$0,33 \cdot 10^{-10}$	10^{-7}	6,16

FIGURES

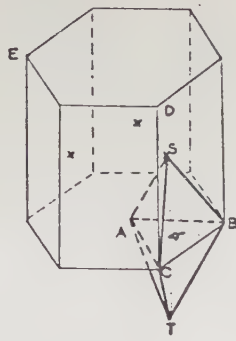


Fig 1

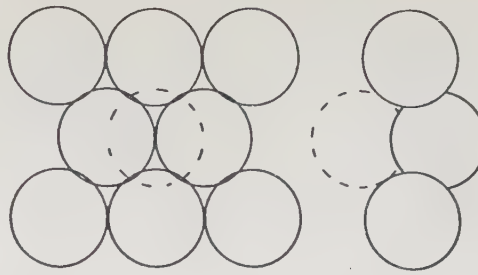
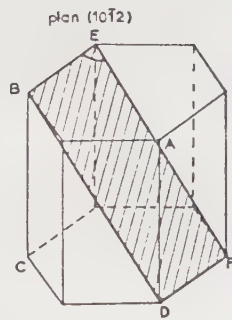


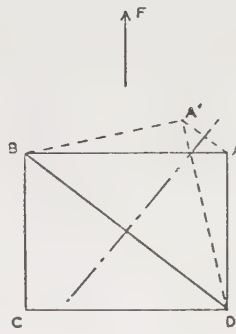
Fig 2

Fig 1 Tétrahédre de Thomson

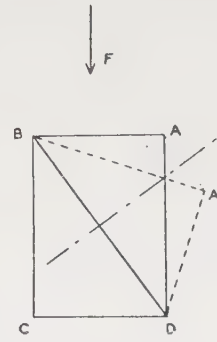
Fig 2 Rugosité des plans prismatiques



a



b



c

Fig 3 a. Plan de macle $(10\bar{1}2)$. La direction de macle est BD , soit $[10\bar{1}1]$
b. Maciage en traction parallèle à (0001) , pour $c/a < \sqrt{3}$
c. Maciage en compression parallèle à (0001) , pour $c/a > \sqrt{3}$

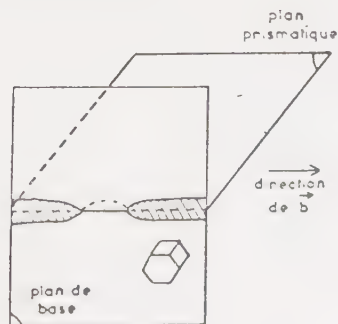
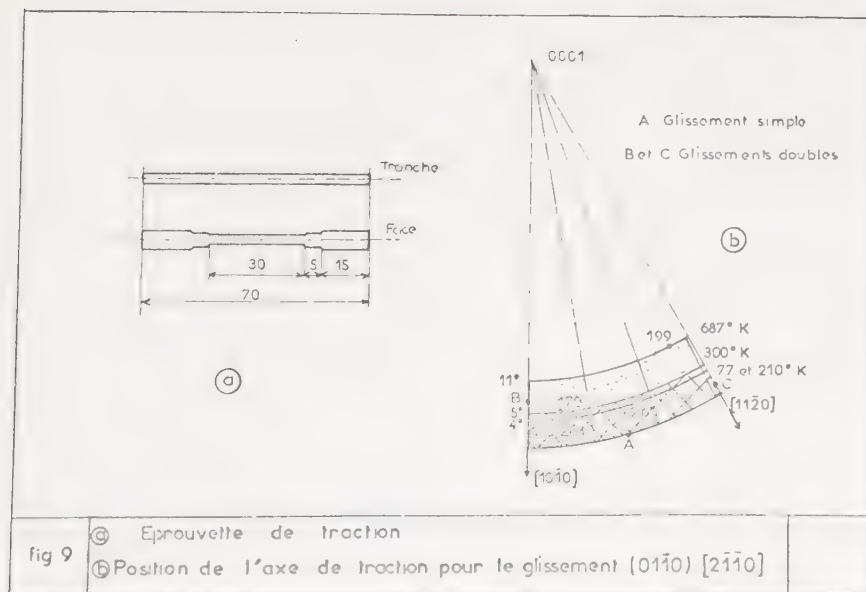
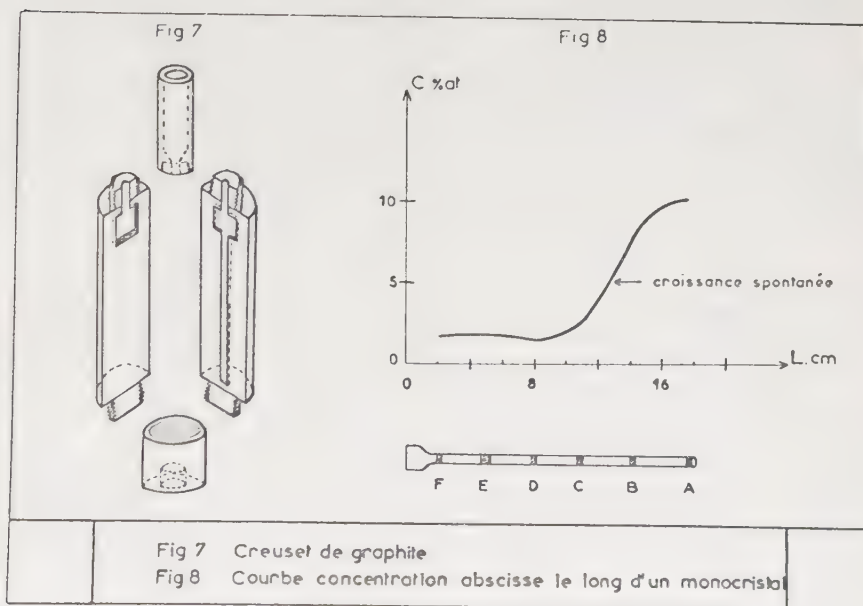
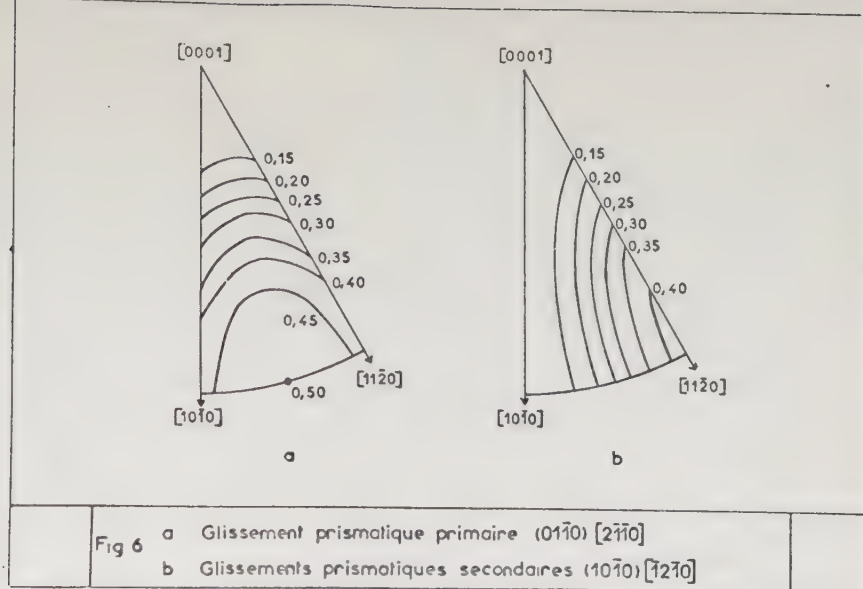


Fig 4



Fig 5

Fig 4 Glissement dévié. Constriction due aux fluctuations thermiques
Fig 5 Orientation favorable au glissement prismatique
La direction de traction est dans le plan de l'hexagone de base



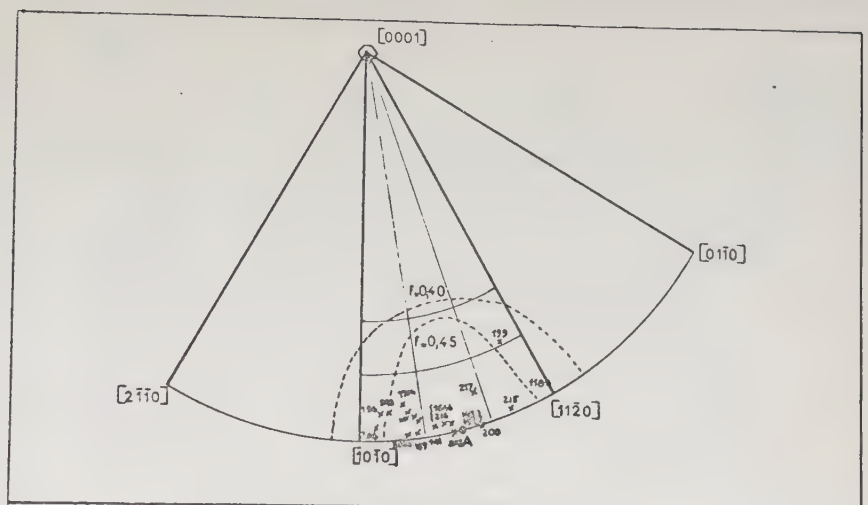


Fig:10 Orientation initiale des éprouvettes
Le glissement prismatique sollicité est (0110)[2110]

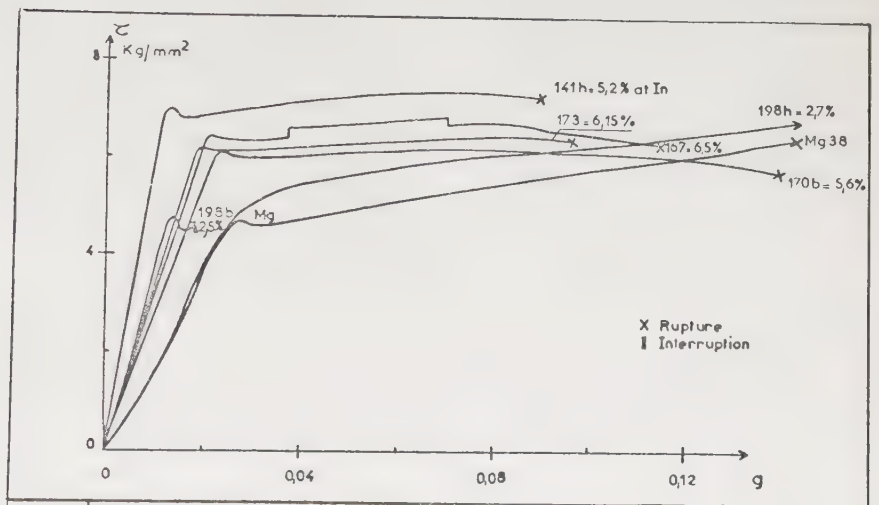


Fig:11 Courbes de traction à la température ambiante,
pour différentes concentrations

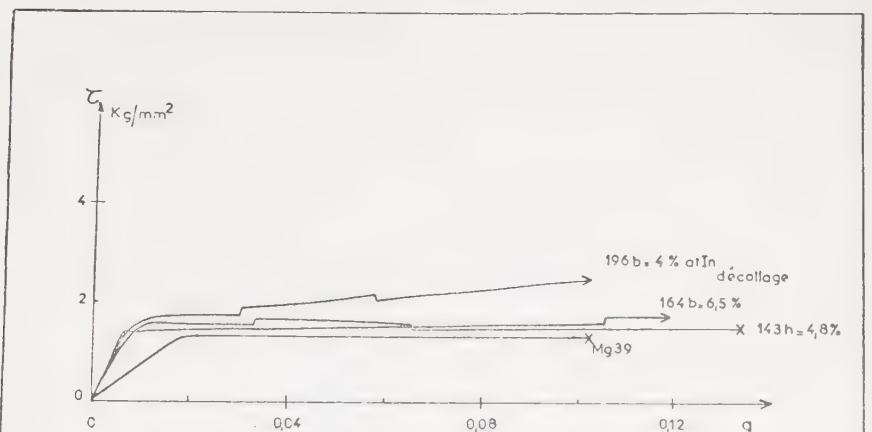
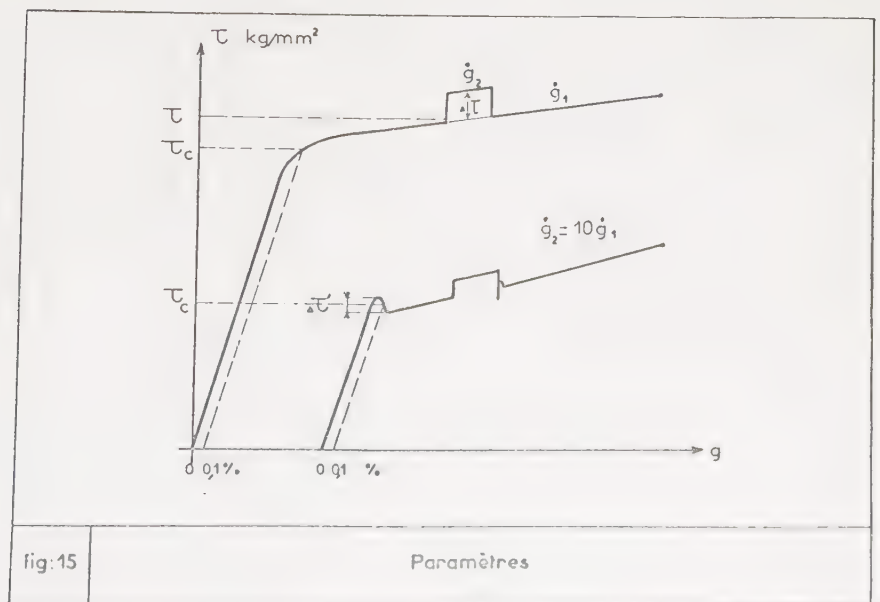
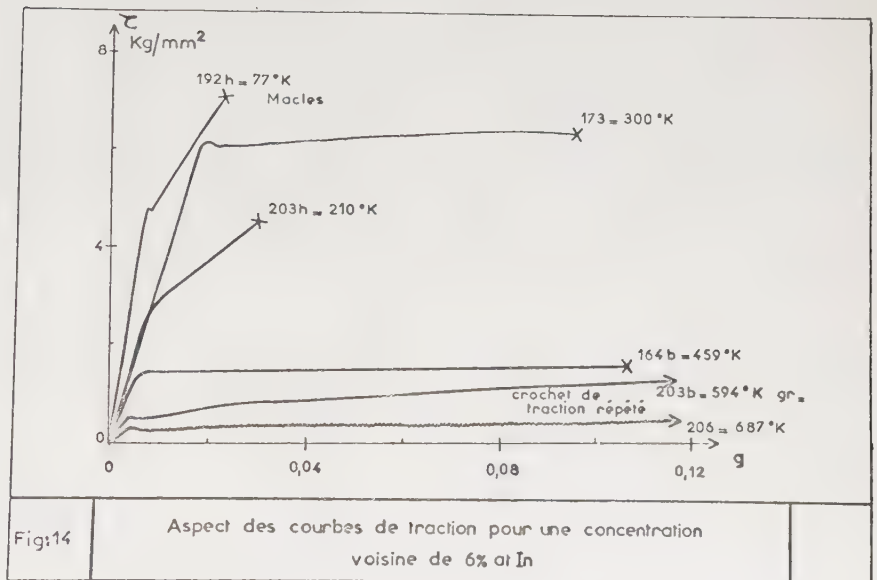
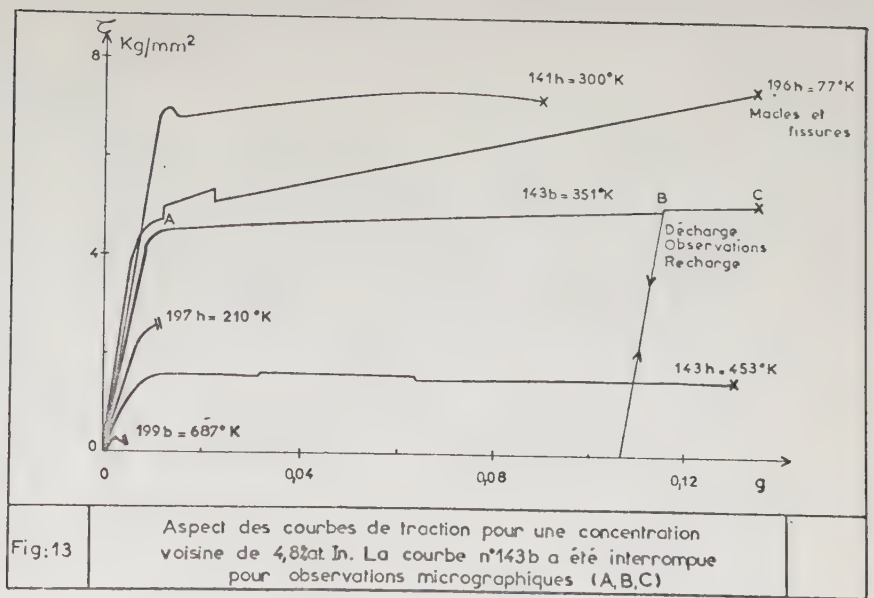


Fig:12 Courbes de traction vers 460°K pour différentes concentrations



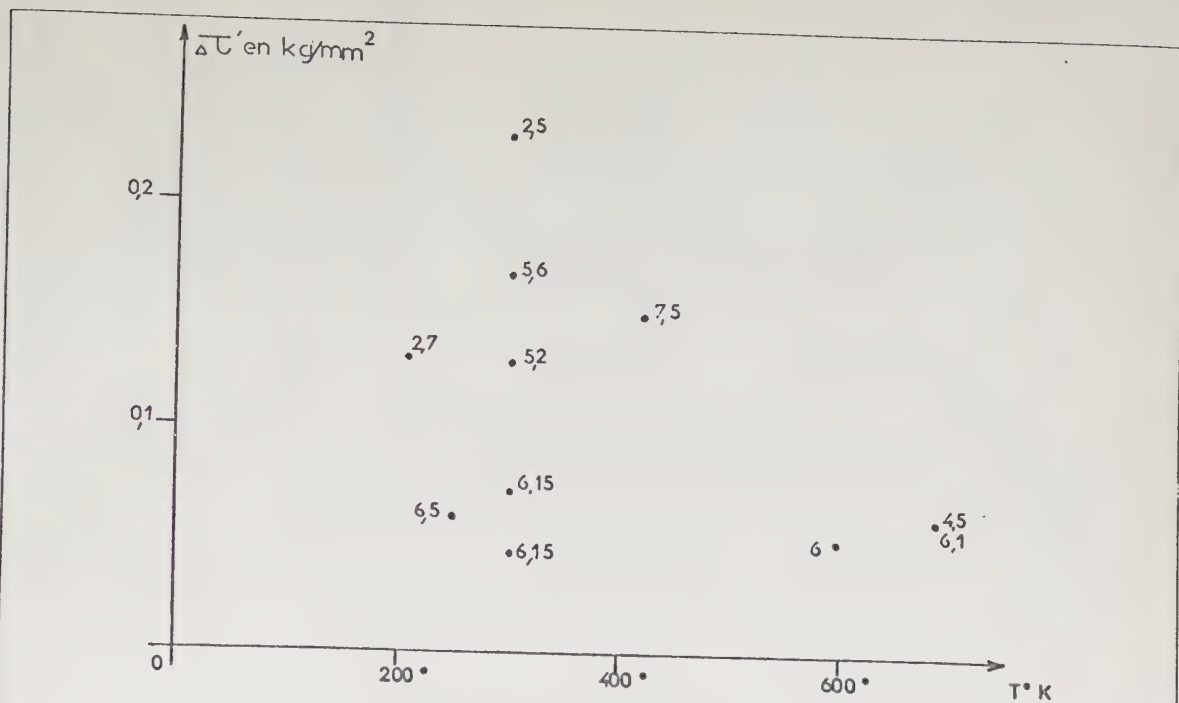


fig:16

Amplitude du crochet de traction en fonction de la température .
Les chiffres indiquent la concentration en%at d'indium

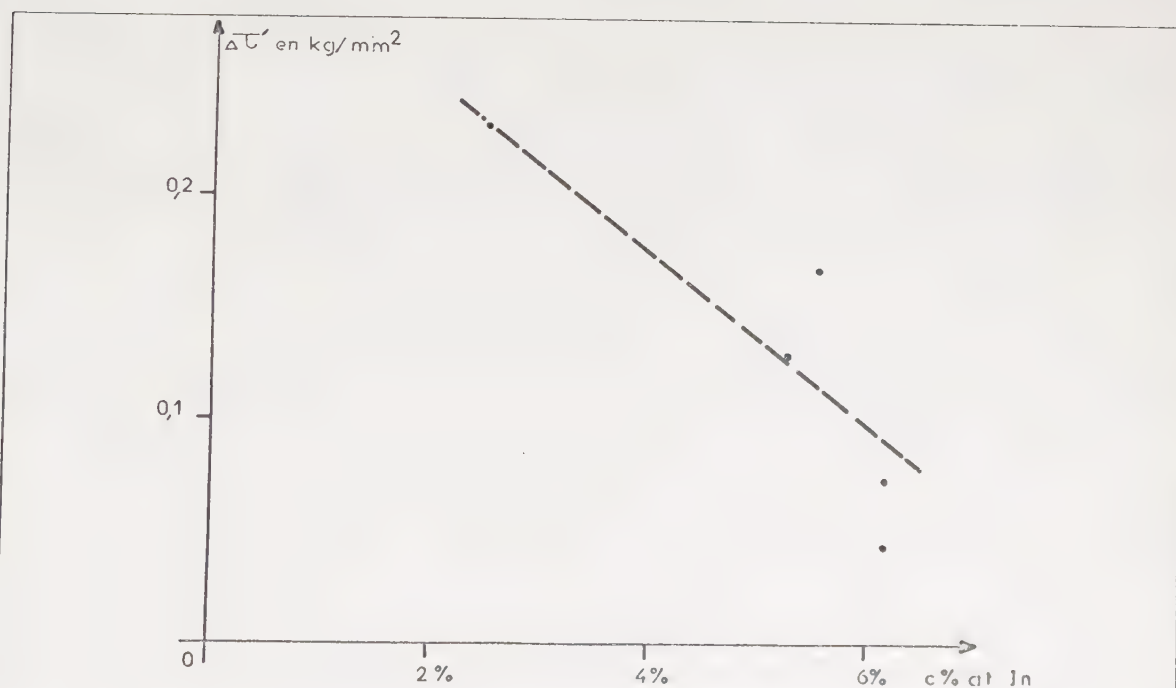
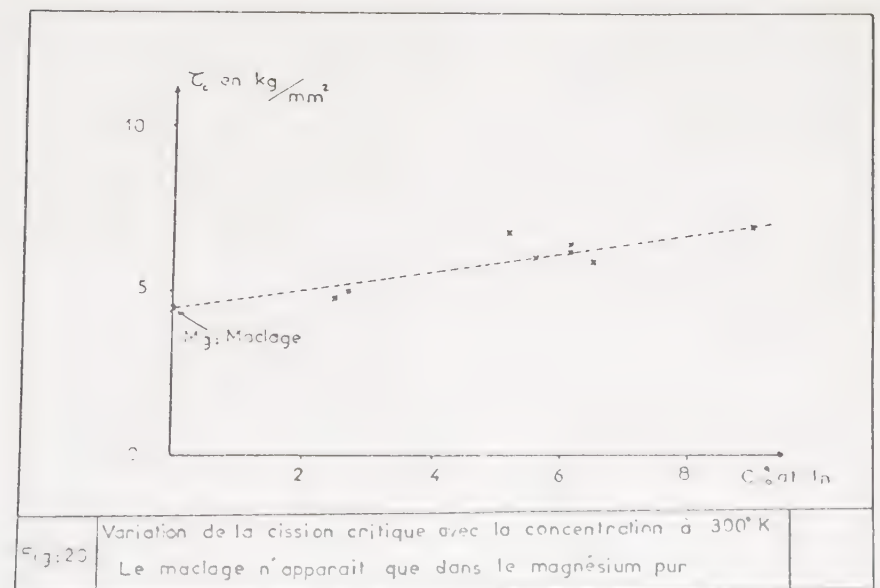
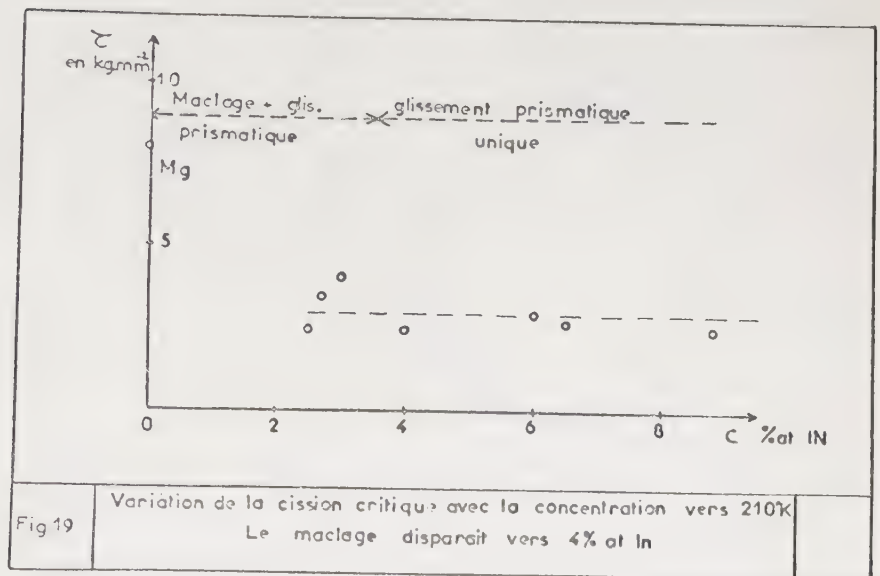
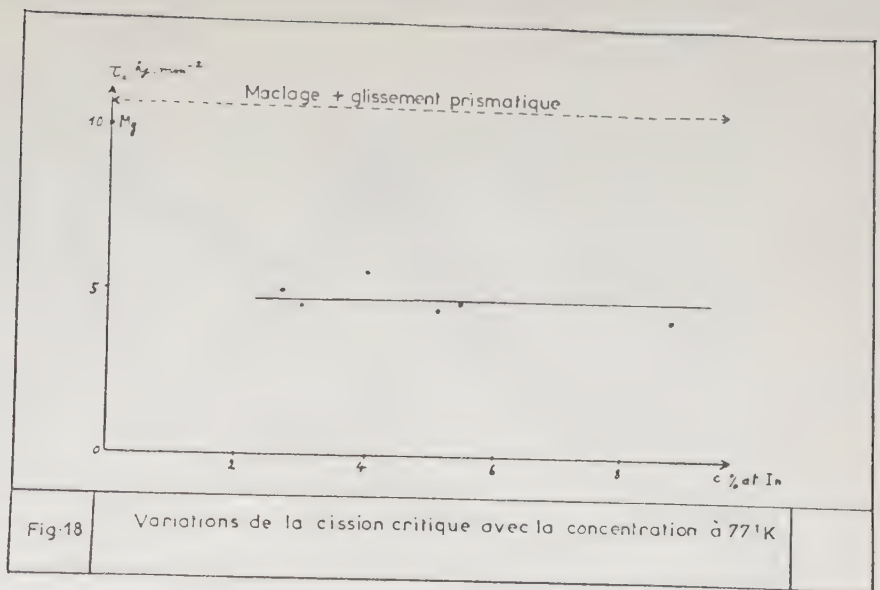
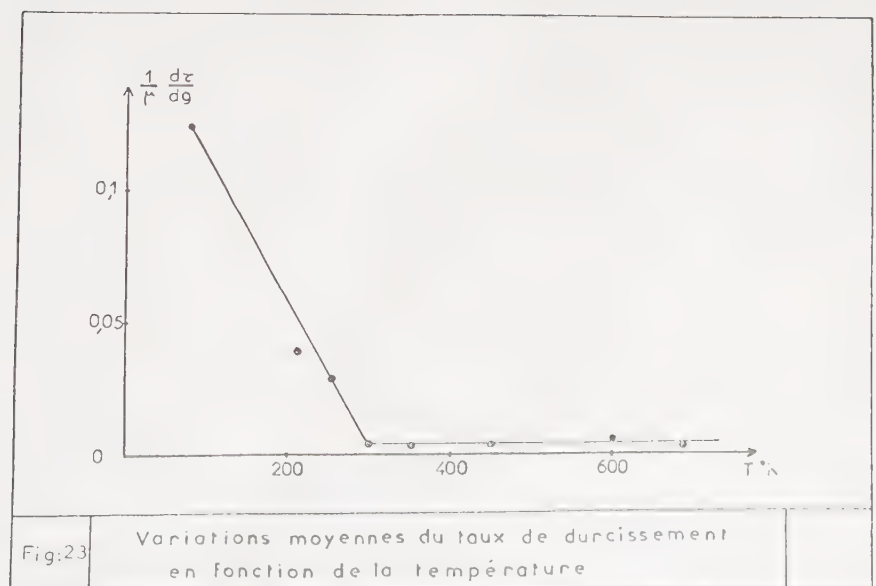
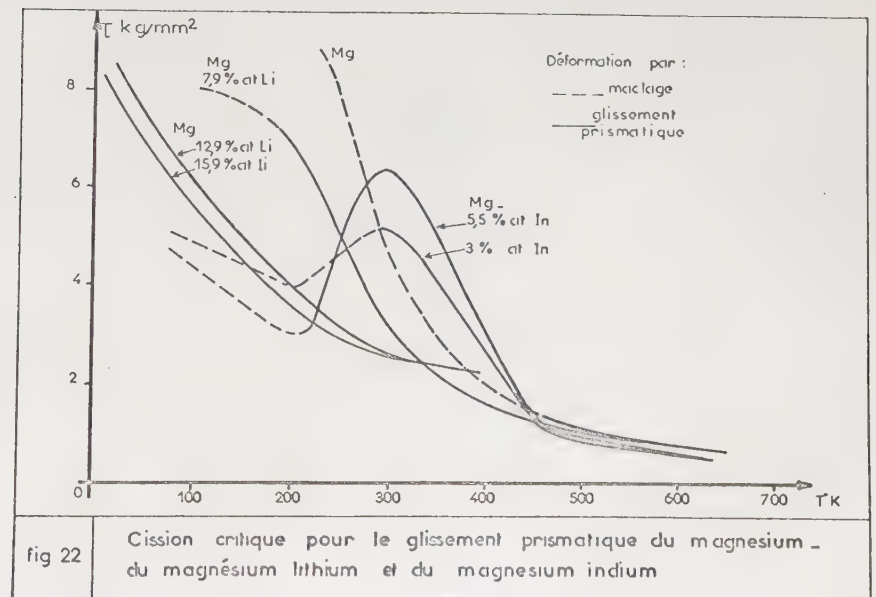
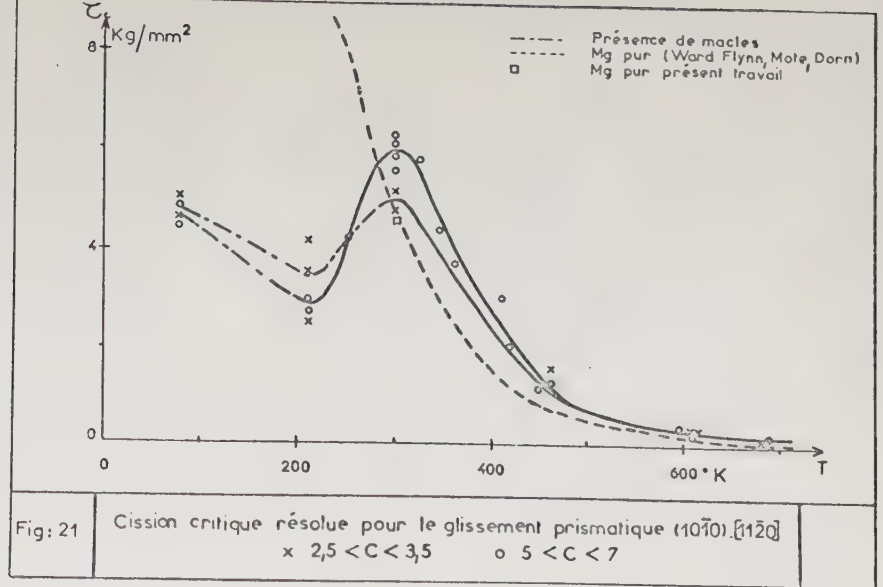
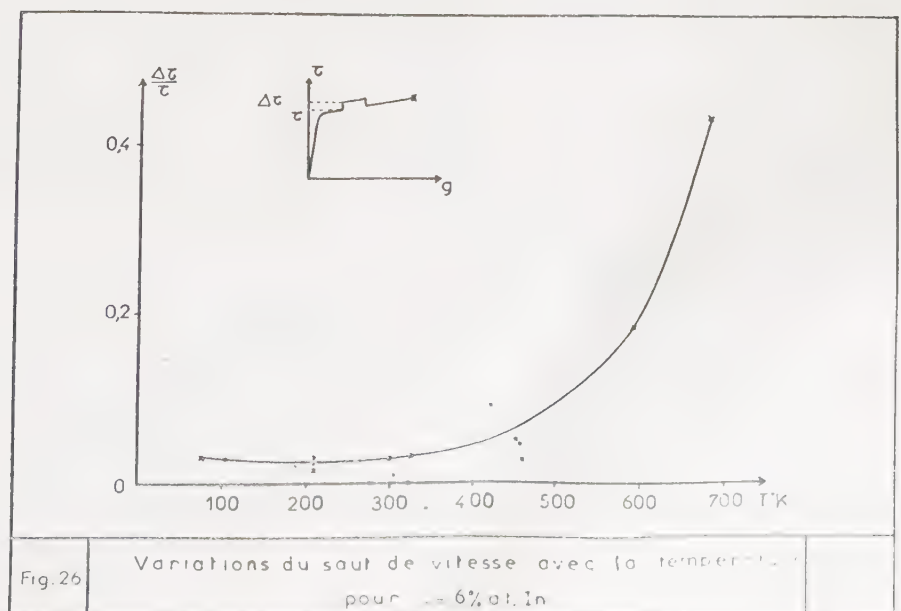
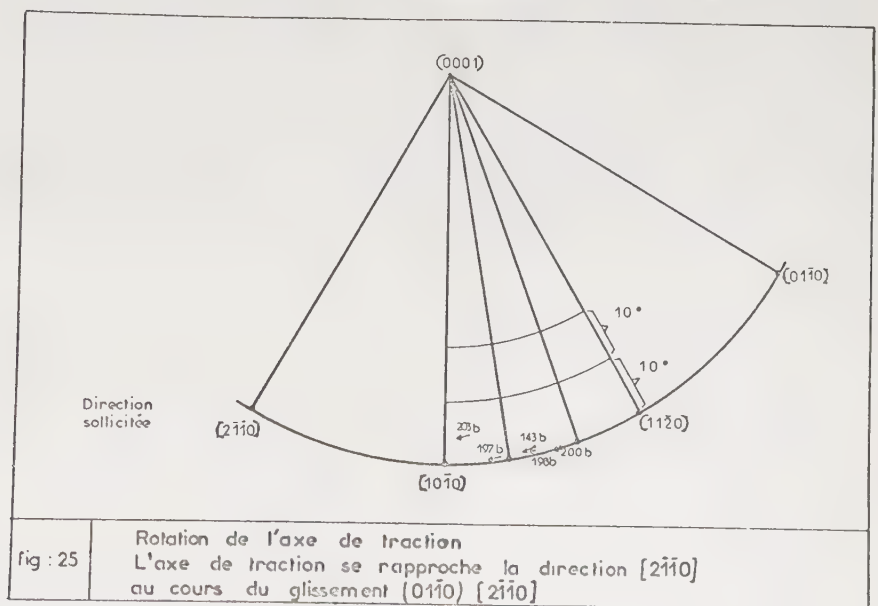
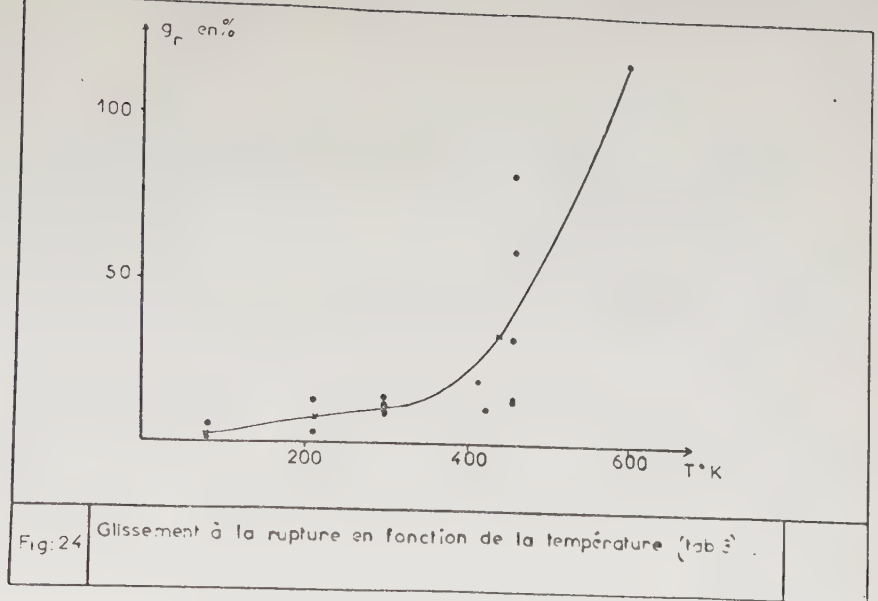


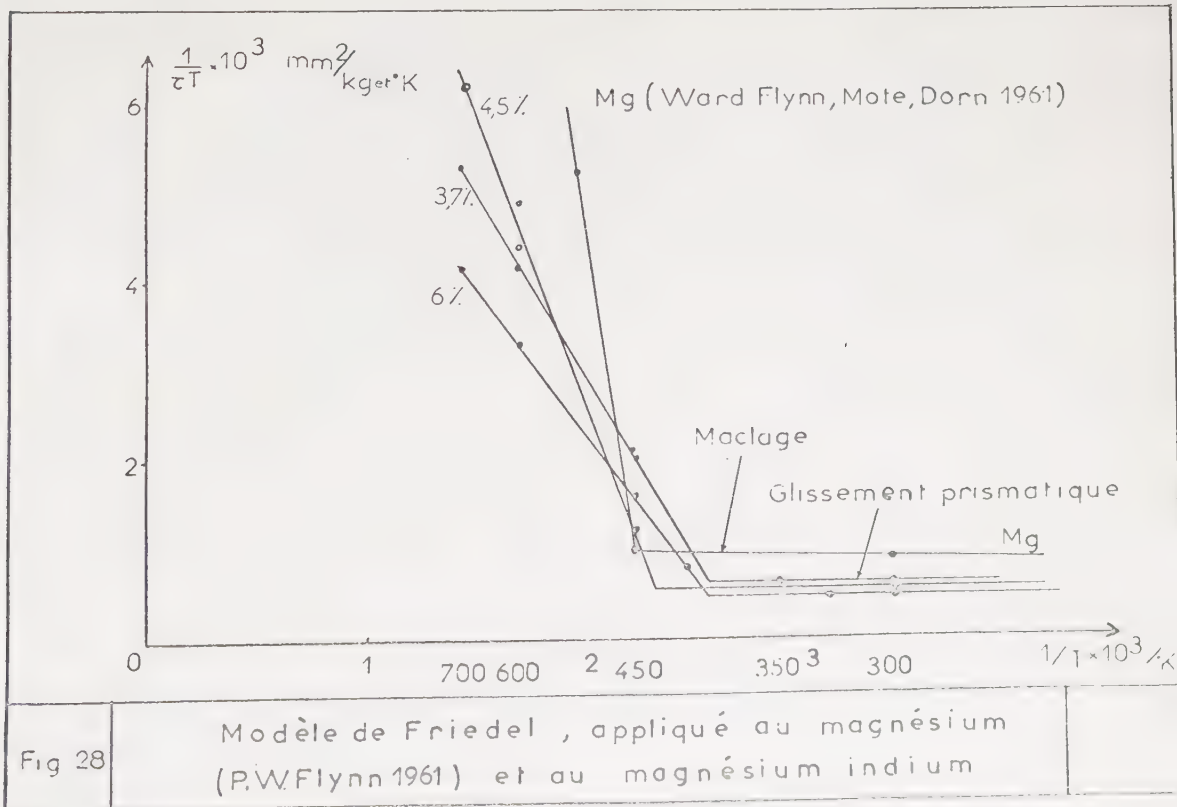
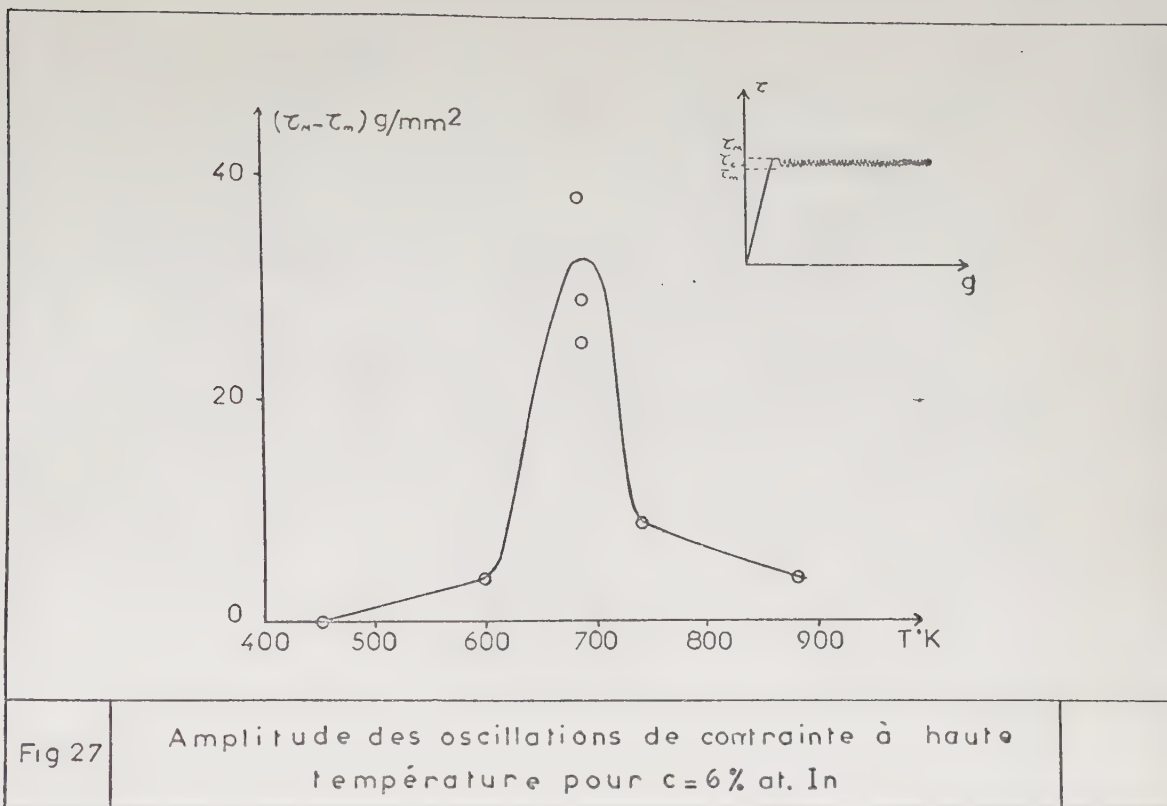
fig 17

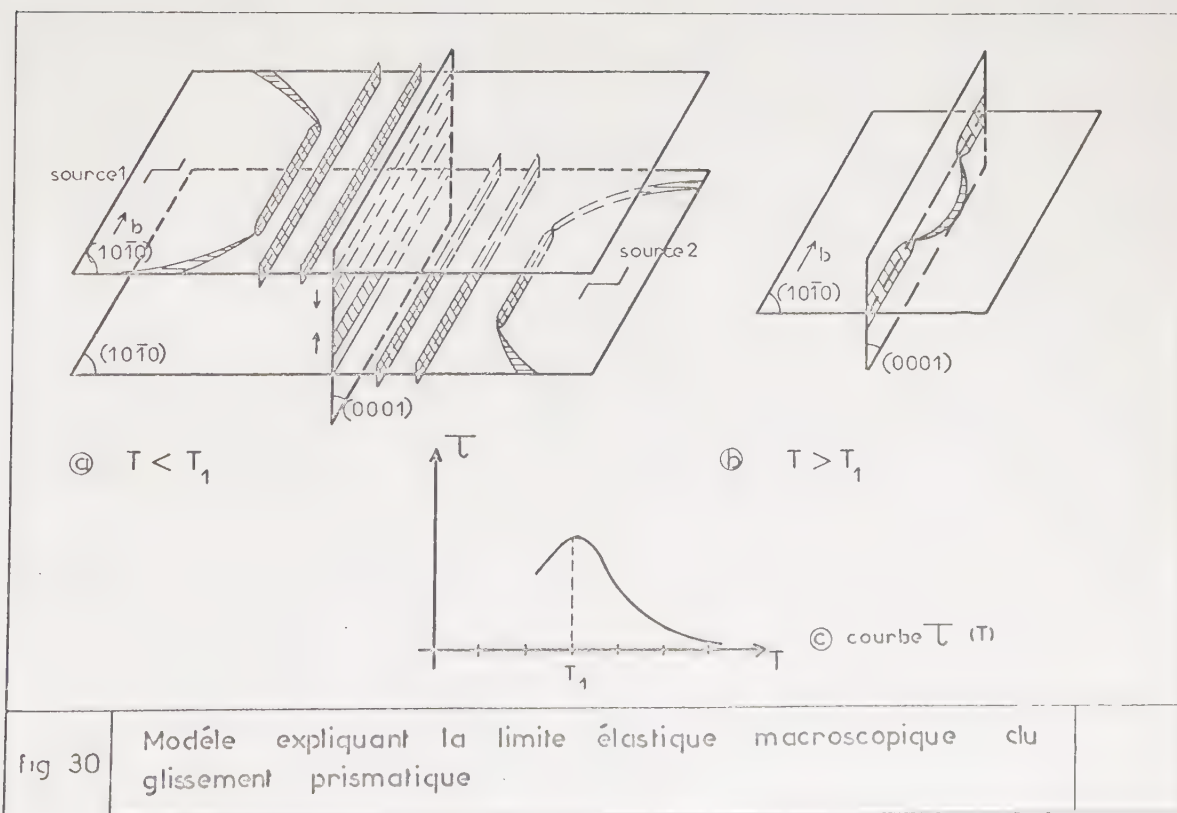
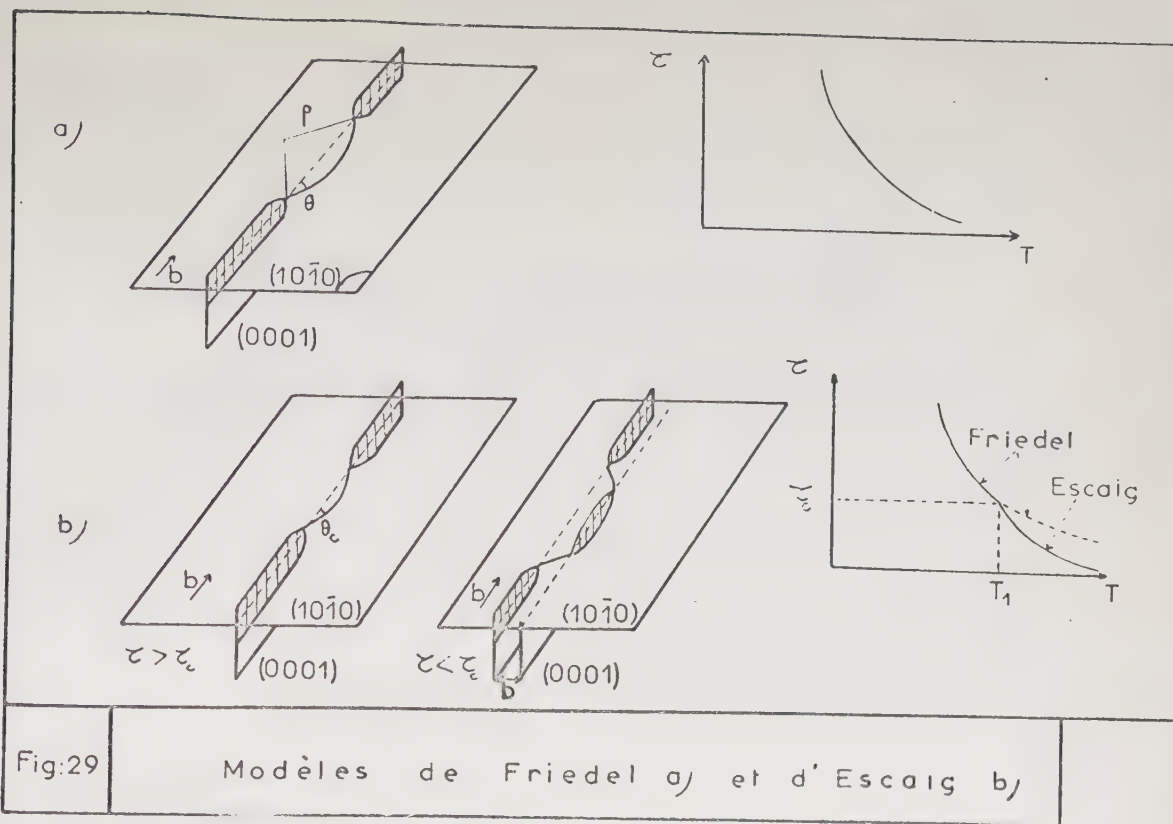
Variations de l'amplitude du crochet de traction
avec la concentration à 300°K











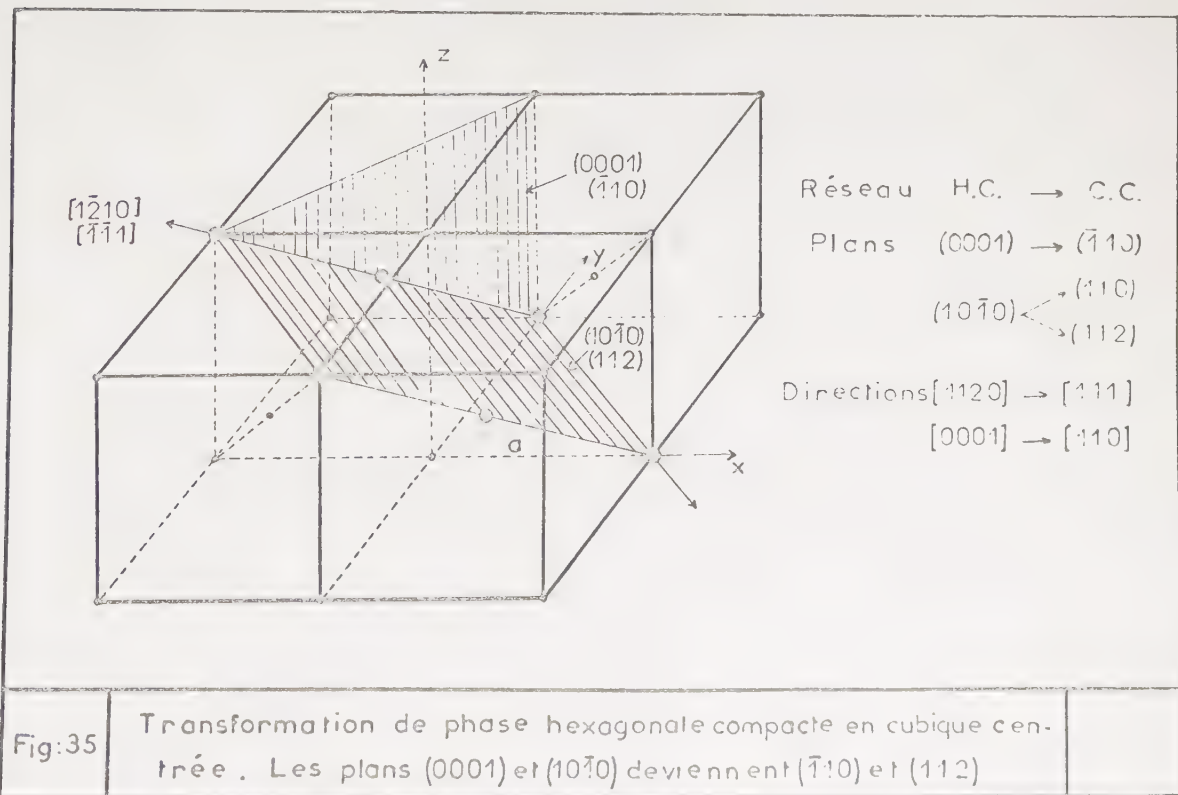
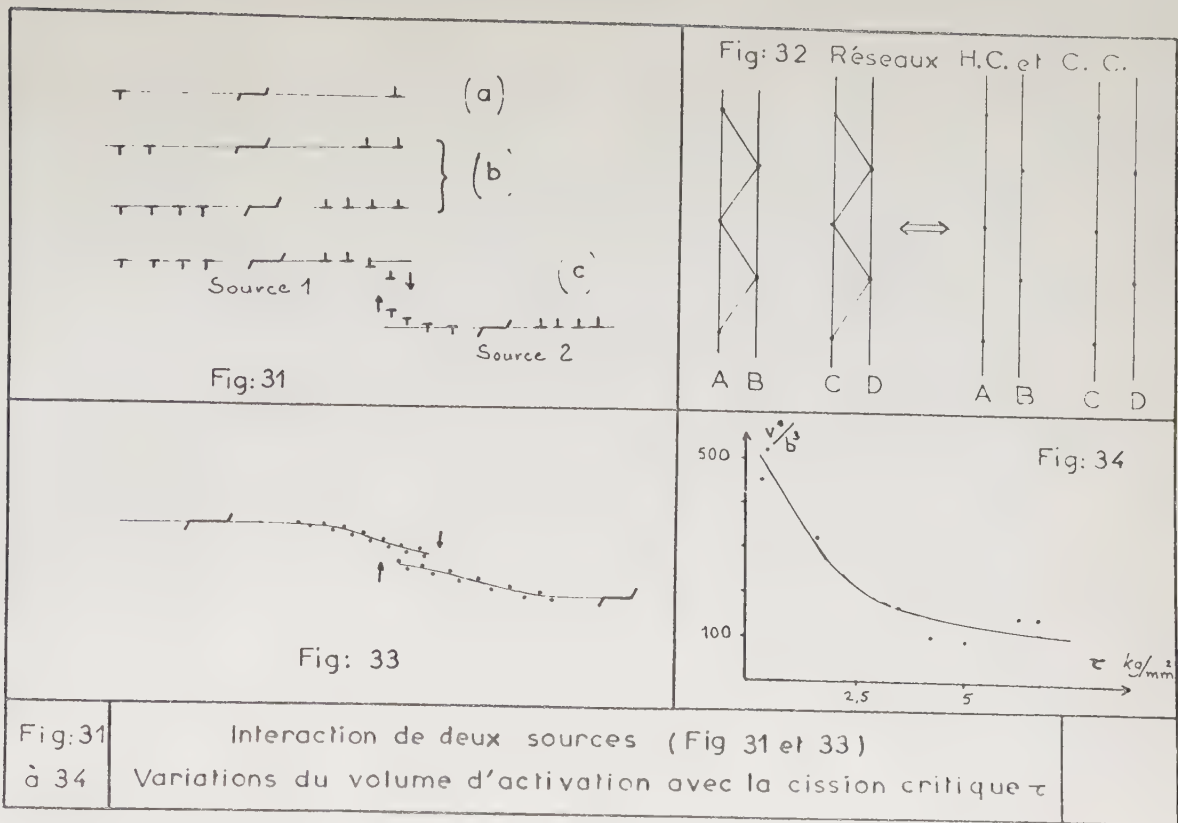


Fig: 35	Transformation de phase hexagonale compacte en cubique centrée. Les plans (0001) et $(10\bar{1}0)$ deviennent $(\bar{1}10)$ et (112)
---------	--

PLANCHES



1 Maclage



2 Maclage

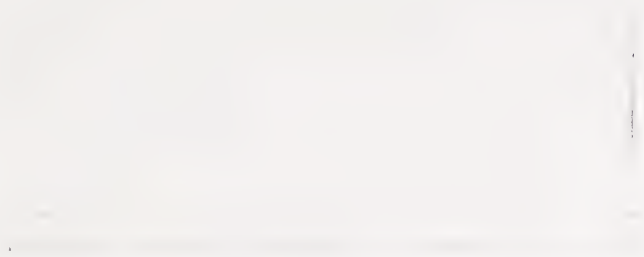


3 Glissement prismatique

Déformation à basse température

1) 77°K et 3%atIn 2) 210°K et 2,7%atIn 3) 210°K et 6%atIn

A



4



5



6

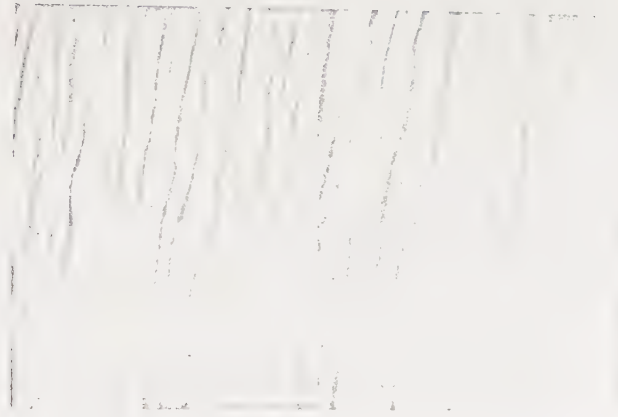
B

Evolution du glissement prismatique à 350°K

Vues de face (x60) pour $g=0,040$ ($n:4$) $g=0,120$ ($n:5$) $g=0,144$ ($n:6$)



7 Face



8 Tranche



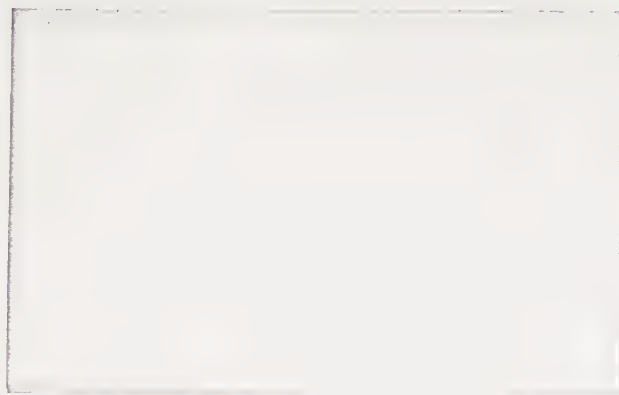
9 Tranche



10 Tranche

Déformation à haute température

$T = 690^{\circ}\text{K}$: n° 7, 8 ($\times 60$) et 9 ($\times 900$) $T = 460^{\circ}\text{K}$: n° 10 ($\times 900$)



11



12

Aspects de la rupture

Vues de face ($\times 60$) à 300°K ($n:11$) et à 350°K ($n:12$)

DEUXIEME THESE

La mesure des susceptibilités magnétiques. Application à la
détermination des structures de bandes des métaux de transition et de leurs
alliages.

Vu et approuvé

Nancy, le 4 Novembre 1969

Le Doyen de la Faculté des
Sciences

J. AUBRY

